ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU MERCREDI 13 NOVEMBRE 1957.

PRÉSIDENCE DE M. Léon BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. Robert Courrier, Secrétaire perpétuel, rend compte à l'Académie de sa mission au III[e] Congrès de l'Association scientifique des pays de l'Océan Indien (PIOSA), qui s'est tenu dans la capitale de Madagascar du 24 octobre au 2 novembre. Officiellement reconnue par les États ou Territoires qui y ont adhéré, cette Association a pour but de contribuer au développement des connaissances et à la fraternité scientifique dans cette vaste partie du monde. Elle groupe à l'heure actuelle l'Australie, la Birmanie, Ceylan, la France, l'Inde, l'Indonésie, la Malaisie, le Pakistan, les Pays-Bas, le Portugal. Le Siam, Maurice, les Terres australes françaises ont demandé de s'y joindre. La PIOSA comprend sept sections couvrant les principales disciplines scientifiques; elle organise tous les trois ans un congrès semblable à celui qui s'intéresse à la région Pacifique.

Le Congrès de Tananarive s'est effectué sur l'invitation du Haut-Commissaire de Madagascar et sous les auspices de l'Institut de Recherche scientifique de la Grande Ile, créé et dirigé par M. le Professeur Jacques Millot du Muséum National d'Histoire Naturelle. M. Millot a été élu Président du Congrès et de la PIOSA.

200 Communications ont été présentées sur des sujets très variés, mais centrés pour la plupart sur des thèmes mis à l'ordre du jour et qui intéressent particulièrement les pays de l'Océan Indien : pluies artificielles, hydrologie des zones arides, protection de la nature, chronologie du Précambrien, continent de Gondwana, riziculture, problèmes de la canne à sucre, pâturages et sols tropicaux, vecteurs de maladies, plantes médicinales, constantes biologiques des populations, paysannat. Beaucoup de présentations furent illustrées de films en couleurs et soulevèrent d'importantes discussions.

L'Association a décidé de dresser un Répertoire scientifique de l'Océan Indien donnant l'indication des Instituts, Bibliothèques, Musées, Cher-

cheurs, Périodiques scientifiques de cette région. Elle publiera aussi un *Traité océanographique* : mise au point de nos connaissances sur cet Océan, insuffisamment étudié.

Plusieurs excursions ont permis aux délégués de connaître divers aspects de la Grande Ile. L'une d'elles s'est effectuée à la Station océanographique de Nossi-Bé : c'est dans ce site enchanteur qu'un centre de recherches, appelé à un grand avenir, a été fondé par M. Millot dont les réalisations scientifiques à Madagascar sont dignes de tout éloge.

M. Courrier rappelle que l'Académie des Sciences s'est toujours vivement intéressée à Madagascar : Alfred Lacroix y a consacré de longs efforts; Alfred Grandidier y fut un explorateur d'une espèce à jamais disparue. Et parmi les membres actuels de l'Académie qui ont travaillé là-bas ou qui y travaillent encore, il cite les noms de MM. Henri Humbert, Roger Heim, Henri Perrier de la Bâthie, le Révérend Père Poisson, Henri Besairie.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale à l'Académie que les Tomes 240 (janvier-juin 1955) et 241 (juillet-décembre 1955) des *Comptes rendus* sont en distribution au Secrétariat.

M. **Henri Milloux** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section des Membres non résidants, par le décès de M. *Luc Picart*.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Maurice Nicolle* (1862-1932), par Jacques Nicolle. Préface de Édouard de Pomiane Pozerski;

2° *The solar spectrum from* 2,8 *to* 23,7 μ. Part II. *Measures and Identifications*, by M. Migeotte, L. Neven et J. Swensson;

3° *On the synthesis and function of thiamine phosphates*, by Karl-Heinz Kiessling. *Thèse*;

4° *Table of Coefficients for Obtaining the Second Derivative Without Differences*, by Herbert E. Salzer and Peggy T. Roberson;

5° *Macquer, the first lexicographer of chemistry*, by Douglas McKie;

6° *Sinn und Bedeutung der Kulturpflanzenforschung*, von HANS STUBBE ;

7° *Iheringia*. Séries cientificas do Museu Rio-Grandense de ciencias naturals. *Zoologia*. Nos 1 à 4;

8° *Periodica polytechnica*. Vol. I et II, 1957;

9° *The Danger Must Not Be Minimized-Some Observations on Dr Libby's Report*, by TADAYOSHI DOKE;

10° *A Measure of Future Sr — 90 Level from Eart Surface to Human Bone*, by YOSHIO HIYAMA;

11° *Bibliographie des publications de l'Académie des sciences de Bulgarie* 1869-1953, par EMILIA SĂBEVA et MARIA STANČEVA;

12° *Todor Dimitrov Pavlov. Bibliographie*, par IORDAN ZAIMOR et LILVANA VELINOVA.

ALGÈBRE. — *Sur les anneaux indexables.*

Note (*) de M. **DANIEL TINH-QUAT PHAM**, présentée par M. Joseph Pérès.

Dans un Mémoire à paraître, j'étudie une classe d'anneaux $\mathfrak{A}$ possédant une identité et telle que les classes de transitivité $\{x\}(x \in \mathfrak{A})$ définies par l'application $x \to \lambda x \mu$ (où λ μ représentent deux unités de l'anneau) soient passibles d'au moins une relation d'ordre total $\leqq$ obéissant aux trois axiomes suivants :

A 1. $\{0\} < \{x\}\ (x \neq 0)$;

A 2. $\{x.y\} \leqq \{x\}$; $\{x.y\} \leqq \{y\}$;

A 3. Entre $\{0\}$ (inclus) et $\{x\}$ (exclus) et différente de la classe des unités, il y a un nombre fini n de classes.

De tels anneaux seront appelés *indexables*. A une relation d'ordre vérifiant les conditions précédentes, j'associe l'application $\{x\} \to \varphi(\{x\}) = \varphi(x) = n$ de l'ensemble des classes $\{x\}$ sur l'ensemble N^+ des entiers non négatifs (ou sur l'ensemble $0, 1, 2, \ldots, n$ si le nombre de classes $\{x\}$ est fini) muni de la structure d'ordre naturel; cette application constitue un isomorphisme de ces deux structures d'ordre et attache à chaque x de l'anneau un entier n tel que $\varphi(0) = 0$, $\varphi(x.y) \leqq \mathrm{Min}[\varphi(x), \varphi(y)]$. Je pose $\varphi(1) = \infty$ si le nombre total de classes est infini; dans le cas contraire, le nombre de ces classes diminué d'une unité est *l'index* de l'anneau.

On montre aisément que les anneaux C_m des $m \times m$ matrices sur un corps gauche (1) ainsi que les anneaux $N/(p)$ des entiers modulo p sont des anneaux indexables.

Quand la structure d'ordre envisagée est unique, l'anneau est dit *strictement indexable*. Ainsi l'anneau C_m est strictement indexable; l'anneau $N/(p)$ ne l'est que si p est la puissance d'un nombre premier.

Je montre, qu'étant donnés deux anneaux indexables quelconques $\mathfrak{A}$, $\mathfrak{A}'$ d'index fini, l'ensemble produit $\mathfrak{A} \times \mathfrak{A}'$ muni de la structure d'anneau par les

opérations

$$(x, x') + (y, y') = (x + y, x' + y'),$$
$$(x, x') \cdot (y, y') = (x \cdot y, x' \cdot y')$$

est un anneau indexable et d'index fini non strict. La généralisation à un nombre quelconque d'anneaux indexables est immédiate.

Je montre également que dans un anneau indexable, tout idéal bilatère possédant une identité est un sous-anneau indexable et que seuls les anneaux indexables d'index fini peuvent posséder de tels idéaux.

La notion de décomposition d'un anneau indexable en somme directe de sous-anneaux indexables est facilitée par la considération des noyaux et des classes minimales. J'appelle classe *minimale* toute classe $\{a\}$ d'index 1 dans une certaine indexation, et l'idéal bilatère $\mathfrak{N}$ engendré par les éléments de $\{a\}$ est appelé *noyau*. Un anneau indexable n'admettant qu'une classe minimale est appelé *uninodulaire*.

Je démontre, pour tout anneau indexable, les propriétés suivantes :

a. Si $\mathfrak{B}$ est un idéal bilatère et si un noyau $\mathfrak{N}$ n'est pas inclus dans $\mathfrak{B}$, on a $\mathfrak{N}.\mathfrak{B} = \mathfrak{B}.\mathfrak{N} = 0$ et $(\mathfrak{B} \cap \mathfrak{N})^2 = 0$; tout idéal bilatère inclus dans un noyau quelconque est donc nilpotent et de carré nul;

b. Si deux noyaux différents n'ont pas une intersection nulle, l'un d'entre eux est de carré nul et est inclus dans l'autre;

c. Si un noyau n'est pas idempotent, il est nilpotent et de carré nul.

Il résulte de ces propriétés que dans la décomposition d'un anneau indexable d'index fini en somme directe d'idéaux bilatères indexables, un noyau idempotent est indécomposable, et que si un noyau nilpotent est décomposable, il n'est pas inclus dans un noyau idempotent.

En examinant la décomposition en somme directe d'anneaux uninodulaires, j'obtiens la propriété suivante :

Un anneau indexable d'index fini à noyaux idempotents est décomposable en somme directe d'anneaux uninodulaires (s'annihilant mutuellement) si et seulement si l'idéal bilatère annihilateur d'un noyau quelconque est à la fois idéal principal à gauche et idéal principal à droite.

Dans le cas général d'un anneau indexable d'index fini à noyaux quelconques, il est utile d'introduire la notion de *noyaux liés* : deux noyaux $\mathfrak{N}$, $\mathfrak{N}'$ étant donnés, s'il existe une chaîne, finie ou infinie, de noyaux comprenant $\mathfrak{N}$, $\mathfrak{N}'$ comme termes extrêmes et telle que deux noyaux consécutifs de la chaîne ont une intersection non nulle, les noyaux donnés sont dits *liés*. Un ensemble de noyaux liés deux à deux et ne comportant aucun noyau nilpotent décomposable en somme directe ou tel que tout noyau nilpotent soit inclus dans un noyau idempotent, est dit *de première catégorie*.

Je démontre le théorème suivant :

Un anneau indexable d'index fini est décomposable en somme directe d'anneaux

indexables indécomposables (s'annihilant mutuellement) si les hypothèses suivantes sont remplies :

— *les ensembles de noyaux liés sont tous de première catégorie ;*

— *l'annihilateur de l'idéal bilatère engendré par tout ensemble de noyaux liés admet une puissance idempotente qui est à la fois idéal principal à gauche et idéal principal à droite.*

Enfin, dans chacun des cas de décomposition, les composantes bilatères indexables sont déterminées d'une façon unique.

La démonstration de ces propriétés repose sur des concepts classiques mais nécessite des calculs trop longs pour trouver place dans le cadre de cette Note.

La structure des anneaux indexables dans le cas le plus général paraît assez complexe et fera l'objet de recherches ultérieures.

(*) Séance du 28 octobre 1957.

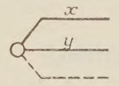
(1) $n = \varphi(x)$ est alors le rang de la matrice x.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la notation de l'Analyse tensorielle.* Note (*) de M. **Paul Anglès d'Auriac**, présentée par M. Henri Villat.

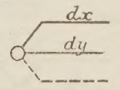
Dans deux Notes précédentes (1), nous avons commencé l'exposition d'une nouvelle notation tensorielle, en algèbre. Nous la poursuivons ici relativement à l'analyse.

En analyse, les traits de valence se tracent horizontaux de façon à servir également de traits de fraction.

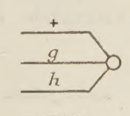
Soit un tenseur $(x, y, \ldots)$:



nous disons qu'il est totalement variable en un point de son espace vectoriel si l'accroissement infinitésimal à partir de ce point peut prendre toutes les valeurs. Nous appelons cet accroissement différentielle totale et le notons :



Soit un tenseur $(f, g, h, \ldots)$

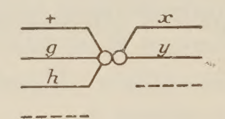


nous disons qu'il est fonction du tenseur $(x, y, \ldots)$ si à toute valeur de $(x, y, \ldots)$ correspond une valeur bien déterminée de $(f, g, h, \ldots)$. Nous n'envisageons que le cas où la variable $(x, y, \ldots)$ est totalement variable, la fonction $(f, g, h, \ldots)$ pouvant ne pas l'être.

Soit z une composante de $(x, y, \ldots)$ et ζ une composante de $(f, g, h, \ldots)$. Chaque ζ est une fonction de tous les z.

Si tous les ζ admettent toutes leurs dérivées partielles premières par rapport aux z, on définit comme suit le tenseur : dérivée de $(f, g, h, \ldots)$ par rapport à $(x, y, \ldots)$.

On fait d'abord le produit de tenseur :



et l'on remplace toute composante ζz par $\partial\zeta/\partial z$.

Le tenseur obtenu s'écrit :

df dg dh — dx dy

et l'on a (théorème)

df dg dh = df dg dh — dx dy — dx dy

les variances $\underline{dx}$ et $\overline{dx}$ sont contraires.

Les dérivées de sommes et de produits (contractés ou non) suivent les règles ordinaires.

Changement de variable. — Si $(f, g, h, \ldots)$ est fonction de $(x, y, \ldots)$ et que $(x, y, \ldots)$ est lui-même une fonction variant totalement de $(\alpha, \beta, \ldots)$, et si, enfin, les espaces de $(x, y, \ldots)$ et de $(\alpha, \beta, \ldots)$ sont identifiables, on a :

df dg — $d\alpha$ $d\beta$ = df dg — dx dy — dx dy — $d\alpha$ $d\beta$

Bivalent symétrique. — Si la variable est un bivalent symétrique

z — z

elle n'est pas totalement variable dans l'espace

x ○ y

on la traite alors comme la partie symétrique du totalement variable (x, y), et l'on définit la dérivée d'un (par exemple) zérovalent A par rapport à (zz) comme la partie symétrique de sa dérivée par rapport à (x, y), et l'on a (théorème) :

$dA =$ dA, dz, dz, dz, dz

où le zérovalent A peut être remplacé par un multivalent quelconque.

La dérivée de (z, z) par rapport à lui-même est notée :

dz, dz, dz, dz $= \frac{1}{2}[\ \ +\ \ ]$

et la dérivée de (xy) par rapport à lui-même) :

dx, dx, dy, dy $=$

Dérivées successives. — La dérivée $n^{\text{ième}}$ d'un monovalent

○ y

fonction d'un monovalent

○ x

s'écrira

$d^x y$, dx, dx, ----, dx   avec n fois $\overline{dx}$

l'identité des graphismes $\overline{dx}$ exprime précisément la symétrie totale de valences ainsi marquées et cette écriture se généralise facilement si y ou x sont polyvalents.

(*) Séance du 21 octobre 1957.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Extension axiomatique des fonctions sous-harmoniques*. Note de M. **Marcel Brelot**, présentée par M. Paul Montel.

On précise et développe une axiomatique généralisant les fonctions harmoniques et sous-harmoniques. L'espace de base est seulement localement compact, non compact, connexe et localement connexe.

1. Des extensions du problème de Dirichlet ont conduit aux axiomatiques très larges de Tautz ([1]) et Doob ([2]). A partir d'hypothèses analogues mais non équivalentes, nous cherchons à étendre l'essentiel de la théorie autonome des fonctions sous-harmoniques.

Espace fondamental Ω : localement compact, non compact, connexe. On adjoindra un point d'Alexandroff, d'où $\overline{\Omega}$ compact, dont on prend la topologie.

Fonctions principales (brièvement p). Dans chaque ouvert $\omega \subset \Omega$ elles forment un espace vectoriel réel satisfaisant aux conditions suivantes, de caractère local.

Axiome I. — *Si u est p dans ω, dans des ω_i, elle est p dans $\omega_0 \subset \omega$, dans $\bigcup \omega_i$.*

Axiome II. — *Appelons* régulier *tout ouvert, $\omega \subset \overline{\omega} \subset \Omega$, tel que toute fonction finie continue f sur la frontière $\omega^\star$ se prolonge continûment dans ω par une p-fonction unique H_f croissante de f et qui s'écrit donc $\int f\,d\rho_x^\omega$ ($d\rho_x^\omega$ mesure positive de Radon sur $\omega^\star$).*

L'axiome II affirme l'existence d'une *base* d'ouverts réguliers connexes.

Axiome III. — *Tout ordonné filtrant croissant de p-fonctions dans un domaine tend vers $+\infty$ ou une p-fonction.*

Ou de façon équivalente : *pour les domaines réguliers* (*ou seulement ceux d'une base*) *$d\rho_x^\omega$ définit une sommabilité indépendante de x; et pour f sommable-$d\rho_x^\omega$, $\int f\,d\rho_x^\omega$ est continue de $x \in \omega$.*

Lorsque Ω admet une base dénombrable, il est équivalent de considérer III pour des suites croissantes. Une conséquence de III est l'impossibilité d'un minimum relatif nul sans nullité au voisinage.

Exemple. — Solutions des équations linéaires classiques elliptiques homogènes où le coefficient de la fonction est $\leqq 0$.

Fonctions h-principales. — Supposons l'existence dans Ω de h principale > 0. Les quotients u/h, où u est principale, satisfont aux axiomes avec mêmes ouverts réguliers. On les appellera h-principales. *Les constantes sont h-principales.*

2. *Fonctions hypo- et hyperprincipales.* — On dira que v réelle dans un ouvert $\omega_0 \subset \Omega$ y est hyperprincipale (ou $\overline{p}$) si : 1° $v > -\infty$; 2° v est s. c. i. ; 3° pour tout ω régulier $\subset \overline{\omega} \subset \omega_0$, $v(x) \geqq \int v\,d\rho_x^\omega$. u est dite hypoprincipale ($\underline{p}$) si $-u$ est $\overline{p}$.

Lorsqu'il existe h principale > 0 dans un domaine ω_0, on pourra y considérer les fonctions hyper-h-principales; on voit que ce sont les quotients par h des fonctions $\overline{p}$.

Remarque 1. — Il est équivalent dans la définition de supposer la condition (3) seulement pour certains des ω formant une base dans ω_0, ce qui prouve le *caractère local* de la définition. Cela résulte de certaines des propriétés suivantes :

Propriétés. — *a.* Si v et w sont $\overline{p}$, de même $\lambda v + \mu w$, $\inf(v, w)$ ($\lambda, \mu > 0$).

b. La limite d'un ordonné filtrant croissant de $\overline{p}$-fonctions est $\overline{p}$.

c. Si la $\overline{p}$-fonction v dans ω connexe est $+\infty$ au voisinage d'un point, elle est $+\infty$ dans ω.

d. Si v admet un minimum relatif nul en x_0, elle est nulle au voisinage. Dans un domaine, $v \geqq 0$ est donc partout > 0 ou partout 0.

e. S'il existe dans ω une p-fonction $> \varepsilon > 0$, en particulier si $\omega \subset \omega_1$ régulier, toute $\overline{p}$-fonction dans ω est $\geqq 0$ si ses lim inf aux points-frontière sont $\geqq 0$.

f. Soit ω régulier $\subset \overline{\omega} \subset \omega_0$ où v est $\overline{p}$; si l'on remplace, dans ω, v par $\int v\, d\rho_x^\omega$, on obtient une $\overline{p}$-fonction dans ω_0.

Remarque 2. — Lorsque dans ω_0 les constantes sont principales, (d) et (e) s'améliorent; ainsi on a le principe du minimum :

Si v est $\overline{p}$ dans un ouvert ω quelconque de ω_0, $v \geqq \inf$ (lim inf v aux points de $\omega^\star$).

3. *Ensemble de fonctions hypo- ou hyperprincipales dans un ouvert partiel* ω_0. — Un ensemble V de $\overline{p}$-fonctions v dans ω est dit *saturé* si : 1° $\inf(v_1, v_2) \in V$; 2° quel que soit ω_1 régulier $\subset \overline{\omega} \subset \omega$, la fonction déduite de v par remplacement dans ω_1 de v par $\int v\, d\rho_x^\omega$ appartient à V.

Étant donné un ensemble W de $\overline{p}$-fonctions, il existe un plus petit ensemble saturé contenant, dit extension saturée $W^\star$. Notion analogue avec les $\underline{p}$.

Théorème 1. — *L'enveloppe inférieure d'un ensemble saturé de $\overline{p}$-fonctions dans ω connexe est $+\infty$, $-\infty$ ou p.*

4. Soit dans ω connexe un ensemble U de $\underline{p}$-fonctions u. Les $\overline{p}$ majorant à la fois ces u forment un ensemble saturé dont l'enveloppe inférieure sera dite majorante essentielle E de U; si E est finie, c'est la plus petite p-majorante de tous les u. Notion analogue de minorante essentielle.

Théorème 2. — U *et* $U^\star$ *ont même majorante essentielle, qui est l'enveloppe supérieure de* $U^\star$.

Ordonnons les fonctions réelles finies sur ω par une même inégalité (large) partout.

Théorème 3. — *L'ensemble des p-fonctions $\geqq 0$ est réticulé; l'ensemble des différences de deux p-fonctions $\geqq 0$ est un espace vectoriel de Riesz complètement réticulé.*

5. *Le problème de Dirichlet dans* Ω. — Soit, à la base : 1° un ensemble $\mathcal{V}$ de $\overline{p}$-fonctions dans Ω, saturé, contenant toute $\overline{p}$-majorante d'une de ses fonctions et toute combinaison linéaire à coefficients ≥ 0 de deux de ses fonctions ; 2° un ensemble $\mathcal{L}$ de filtres $\mathcal{F}$ sur Ω dont aucun n'a de point adhérent dans Ω et tel que si $v \in \mathcal{V}$ satisfait à $\liminf_{\mathcal{F}} v \geq 0$ quel que soit $\mathcal{F}$, $v \geq 0$.

Théorème 4. — *Soit sur* $\mathcal{L}$ *une fonction réelle* $f(\mathcal{F})$. *On considère les* $v \in \mathcal{V}$ *satisfaisant à* $\liminf_{\mathcal{F}} v \geq f(\mathcal{F})$ *et* $\liminf_{\mathcal{F}} v > -\infty$. *Elles forment un ensemble saturé dont l'enveloppe inférieure* $\overline{\mathcal{H}}_f$ *est sa minorante essentielle et est* $+\infty$, $-\infty$ *ou* p. *On définit* $\underline{\mathcal{H}}_f$ *de même ou par* $-\overline{\mathcal{H}}_{-f}$. *Alors* $\underline{\mathcal{H}}_f \leq \overline{\mathcal{H}}_f$.

L'égalité de ces $\mathcal{H}$ si elle a lieu en point a lieu partout. En cas d'égalité avec valeur finie, on dit que f est *résolutive* et l'enveloppe commune notée $\mathcal{H}_f$. On dit que f est absolument résolutive (a. r.) si f^+ et f^- sont résolutives.

Théorème 5. — *Quel que soit* $x_0 \in \Omega$, *les fonctions a. r. sont les fonctions* f *sommables pour une certaine mesure abstraite de Daniell* ≥ 0 (*sur* $\mathcal{L}$) *dont l'intégrale vaut* $\mathcal{H}_f(x_0)$.

Remarque 3. — Lorsque $\mathcal{V}$ est formée des $\overline{p}$ bornées chacune inférieurement et que les constantes sont p, toutes les fonctions résolutives sont a. r. On peut définir l'intégrale abstraite à partir des fonctions résolutives bornées.

Exemples. — Prenons pour Ω un domaine régulier ω, pour $\mathcal{V}$ l'ensemble des $\overline{p}$ dans ω, pour $\mathcal{F}$ les filtres obtenus par trace des voisinages des points de ω^*. Alors les fonctions résolutives sont a, r et la mesure abstraite est $d\rho_x^\omega$.

On peut pour le problème de Dirichlet retrouver et généraliser des axiomatiques données dans l'espace de Green ([3]). Dans une Note ultérieure, on étudiera la convergence des $\overline{p}$ et ses applications.

([1]) *Math. Nachr.*, 2, 1949, p. 279-303.
([2]) *Proc. third Berkeley Symp. on Math. St. and Prob.*, 1954-1955, p. 49-80.
([3]) Brelot, *J. Math. pures et appl.*, 35, 1956, p. 297-335.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur la détermination d'une fonction par ses nombres dérivés*. Note de M. **Ferran Sunyer i Balaguer**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Le théorème de Scheeffer est encore vrai, c'est-à-dire la fonction est déterminée à une constante additive près, quand l'ensemble où l'on ne connait pas la valeur du nombre dérivé, est totalement imparfait au lieu d'être dénombrable. Aussi, on tire de là quelques conséquences.

1. Le théorème de Scheeffer nous donne une famille d'ensembles — les ensembles complémentaires des ensembles dénombrables — répondant à la question suivante :

En quel ensemble de points suffit-il de connaître la valeur finie du nombre

dérivé supérieur à droite (1) *d'une fonction continue pour que cette fonction soit déterminée à une constante additive près?*

Lebesgue (2) remarque que la même démonstration permet de donner une famille, peut-être plus générale, répondant aussi à la même question, à savoir : les ensembles complémentaires des ensembles qui n'ont pas la puissance du continu.

Précisant une démonstration de P. Pi Calleja (3), laquelle est à son tour une modification de la démonstration de Scheeffer, on peut obtenir une famille plus générale, et même la plus générale possible, répondant à la question antérieure. En effet, on peut démontrer le :

Théorème I. — *Une fonction continue est déterminée, à une constante additive près, quand on connaît pour chaque valeur de x, sauf peut-être pour celles d'un ensemble* A *totalement imparfait* (4), *la valeur finie du nombre dérivé supérieur à droite* (1) *de cette fonction.*

Ce résultat est plus général que celui de Lebesgue, car on sait, d'après un théorème de Bernstein (5), qu'il existe des ensembles de puissance du continu totalement imparfaits. Plus encore, il est le plus général possible, puisque si A a un sous-ensemble parfait, la fonction n'est pas déterminée, selon ce qu'a remarqué déjà Scheeffer (6).

2. Évidemment dans tous les résultats qu'on tire habituellement du théorème de Scheeffer on peut remplacer les ensembles dénombrables par des ensembles totalement imparfaits. Notamment on peut démontrer : *Les limites supérieure et inférieure d'un nombre dérivé sont les mêmes, qu'on néglige ou non les ensembles totalement imparfaits.* De même dans les résultats énoncés par P. Pi Calleja (3) sur les fonctions vectorielles d'une variable réelle ou d'une variable complexe on peut aussi remplacer les ensembles dénombrables par les ensembles totalement imparfaits.

D'ailleurs, une généralisation du théorème de Scheeffer, donnée par W. H. Young (7), peut se généraliser ainsi que nous l'avons fait avec le théorème de Scheeffer. On obtient ainsi le résultat suivant :

Théorème II. — *Soit $g(x)$ une fonction semi-continue inférieurement à gauche et semi-continue supérieurement à droite dans tout point d'un intervalle, et $h(x)$ une fonction semi-continue supérieurement à gauche et semi-continue inférieurement à droite dans le même intervalle. Si l'un quelconque des quatre nombres dérivés de $g(x)$ est toujours inférieur, ou fini et égal, au nombre dérivé correspondant de $h(x)$, sauf peut-être dans un ensemble* A *totalement imparfait, alors $g(x) - h(x)$ est non croissante dans tout l'intervalle.*

(1) Et de même pour les nombres dérivés inférieur à droite, supérieur à gauche et inférieur à gauche.

(2) *Leçons sur l'intégration et la recherche des fonctions primitives*, 2e éd., 1928, p. 82.

(3) *Revista de la Union Matematica Argentina*, 17, 1955, p. 161-172

([4]) Dans la droite réelle, être totalement imparfait est équivalent à ne contenir aucun ensemble parfait non vide.

([5]) Pour une démonstration très simple de ce théorème on peut voir : C. KURATOWSKI et W. SIERPINSKI, *Fund. Math.*, 8, 1926, p. 193-200.

([6]) *Acta Math.*, 5, 1884, p. 183-194 et 279-296. Spécialement les pages 287-291.

([7]) *Proc. London Math. Soc.*, 2e série, 8, 1910, p. 99-116.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Un théorème de la théorie des fonctions.* Note de M. SIMON ĆETKOVIĆ, présentée par M. Arnaud Denjoy.

On donne ici un théorème sur la différentiabilité des fonctions réelles qui sont, en même temps, partout densément discontinues et partout densément continues.

Dans le présent travail nous allons démontrer le théorème suivant :

Si la fonction réelle $f(x)$, $x \in (a, b)$ est partout densément discontinue et simultanément partout densément continue, il existe alors des points partout densément disposés dans lesquels la fonction $f(x)$ est continue, mais elle n'y est pas différentiable.

Démonstration. — Soit $f(x)$, $x \in (a, b)$ une fonction réelle qui est partout densément discontinue et en même temps partout densément continue dans l'intervalle (a, b). Prenons deux nombres quelconques $c_1 \in (a, b)$ et $c_2 \in (a, b)$ et soit $c_1 < c_2$. En rapport avec les nombres c_1 et c_2 nous construirons une suite de nombres $\{\beta_n\}$. Étant donné que la fonction $f(x)$ est partout densément continue, il existe, par conséquent, un nombre $\alpha_1 \in (c_1, c_2)$ tel que la fonction $f(x)$ soit continue en α_1. Si nous prenons un nombre arbitraire $\varepsilon_1 > 0$ il en résultera qu'aux nombres α_1 et ε_1 correspondra au moins un nombre $\delta_1 > 0$ tel que les conditions

$$(\alpha_1 - \delta_1, \alpha_1 + \delta_1) \subset (c_1, c_2),$$
$$|f(x) - f(\alpha_1)| < \varepsilon_1 \quad \text{si} \quad x \in (\alpha_1 - \delta_1, \alpha_1 + \delta_1|,$$

soient satisfaites.

Comme la fonction $f(x)$ est partout densément discontinue, il existe alors un nombre $\beta_1 \in (\alpha_1 - \delta_1, \alpha_1 + \delta_1)$ tel que la fonction $f(x)$ soit discontinue en β_1. Au nombre β_1 correspond au moins un nombre $l_1 \in (0, 2\varepsilon_1)$ tel que dans chaque voisinage du nombre β_1 il existe du moins un nombre γ_1 tel que

$$|f(\gamma_1) - f(\beta_1)| > l_1.$$

Tout en continuant de former les nombres de la susdite façon, supposons que nous avons déjà les nombres α_m, ε_m, δ_m, β_m, l_m pour $m \in$ de nombres naturels. Envisageons ensuite un nombre

$$\alpha_{m+1} \in (\alpha_m - \delta_m, \alpha_m + \delta_m) \cap (\beta_m - l_m, \beta_m + l_m),$$

tel que la fonction $f(x)$ soit continue au point α_{m+1}. Prenons un nombre

$\varepsilon_{m+1} > 0$ qui satisfait la condition

$$\varepsilon_{m+1} \in \left(0, \frac{l_m}{4}\right).$$

Aux nombres α_{m+1} et ε_{m+1} corrrespond au moins un nombre $\delta_{m+1} > 0$ qui satisfait les conditions

$$(\alpha_{m+1} - \delta_{m+1}, \alpha_{m+1} + \delta_{m+1}) \subset (\beta_m - l_m, \beta_m + l_m) \cap (\alpha_m - \delta_m, \alpha_m + \delta_m),$$
$$|f(x) - f(\alpha_{m+1})| < \varepsilon_{m+1} \qquad \text{si} \quad x \in (\alpha_{m+1} - \delta_{m+1}, \alpha_{m+1} + \delta_{m+1}).$$

Vu le fait que la fonction $f(x)$ est partout densément discontinue, il existe alors un nombre

$$\beta_{m+1} \in (\alpha_{m+1} - \delta_{m+1}, \alpha_{m+1} + \delta_{m+1}),$$

tel que la fonction $f(x)$ soit discontinue en β_{m+1} aussi. Au nombre β_{m+1} correspond du moins un nombre

$$l_{m+1} \in (0, 2\varepsilon_{m+1}).$$

tel que dans chaque voisinage du nombre β_{m+1} il existe du moins un nombre γ_{m+1} tel que

$$|f(\gamma_{m+1}) - f(\beta_{m+1})| > l_{m+1}.$$

En continuant de procéder de cette façon, nous formerions une suite de nombres $\{\beta_n\}$. Il est facile de démontrer que la suite $\{\beta_n\}$ est convergente. Désignons par $\beta = \lim \beta_n$, $n \to \infty$. Il est facilement démontrable que la fonction $f(x)$ est continue au point β.

2. Démontrons que la fonction $f(x)$ ne peut pas avoir de dérivée finie au point β. S'il y avait une dérivée finie au point β elle serait quelque nombre que nous allons désigner par M. Supposons maintenant que la fonction $f(x)$ ait une dérivée au point β, c'est-à-dire que

$$\lim \frac{f(x) - f(\beta)}{x - \beta} = \text{M}. \tag{1}$$

De la supposition (1) il s'ensuivrait qu'à un nombre arbitrairement petit $\theta \in (0, 1/2)$ correspondrait un nombre $\varphi > 0$ de façon que la condition

$$\left| \frac{f(x_1) - f(\beta)}{x_1 - \beta} - \frac{f(x_2) - f(\beta)}{x_2 - \beta} \right| \qquad \text{si} \begin{cases} x_1 \in (\beta - \varphi, \beta + \varphi), \\ x_2 \in (\beta - \varphi, \beta + \varphi) \end{cases} \tag{2}$$

fût satisfaite.

Démontrons que la condition (2) ne peut pas être remplie. Envisageons β_k terme de la suite $\{\beta_n\}$ qui satisfait la condition

$$\beta_k \in (\beta - \varphi, \beta + \varphi).$$

Au nombre β_k correspondent trois nombres l_k, γ_k et λ qui satisfont la condition

$$l_k > |\beta_k - \beta|, \qquad \gamma_k \in (\beta - \varphi, \beta + \varphi)$$
$$\frac{\beta_k - \beta}{\gamma_k - \beta} = 1 + \lambda, \qquad |\lambda| < \frac{1}{2} \cdot \left| \frac{\beta_k - \beta}{f(\gamma_k) - f(\beta)} \right|.$$

De ce que l'on vient d'exposer ci-dessus, il s'ensuit que

$$\left|\frac{f(\beta_k)-f(\beta)}{\beta_k-\beta}-\frac{f(\gamma_k)-f(\beta)}{\gamma_k-\beta}\right|$$
$$=\left|\frac{f(\beta_k)-f(\beta)-(1+\lambda)\,(f(\gamma_k)-f(\beta))}{\beta_k-\beta}\right|=\left|\frac{f(\beta_k)-f(\gamma_k)-\lambda(f(\gamma_k)-f(\beta))}{\beta_k-\beta}\right|$$
$$\geq\left|\frac{f(\beta_k)-(f\gamma_k)}{\beta_k-\beta}\right|-\left|\lambda\frac{f(\gamma_k)-f(\beta)}{\beta_k-\beta}\right|>0,$$

ce qui veut dire que

(3) $$\left|\frac{f(\beta_k)-f(\beta)}{\beta_k-\beta}\right|-\left|\frac{f(\gamma_k)-f(\beta)}{\gamma_k-\beta}\right|>0 \quad \text{si} \begin{cases}\beta_k\in(\beta-\varphi,\ \beta+\varphi),\\ \gamma_k\in(\beta-\varphi,\ \beta+\varphi).\end{cases}$$

Comme (3) est en opposition avec (2), il est évident que la supposition (1) est fausse et de là il s'ensuit que :

La fonction $f(x)$ ne peut pas avoir de dérivée finie au point β.

3. Vu que $\beta\in(c_1,\ c_2)$ et puisque c_1 et c_2, $(c_1 < c_2)$ sont des nombres pris arbitrairement par avance, il résulte que les points ayant les propriétés de β sont partout denses.

En vertu de ce que l'on vient d'exposer, nous concluons que le théorème cité au début du présent travail est en effet exact.

MÉCANIQUE. — *Sur le mouvement stationnaire en mécanique des milieux continus.* Note de M. **André Sentis**, présentée par M. Henri Villat.

Nous poursuivons l'étude d'un milieu continu à déformation retardée, caractérisé par ses coefficients λ, μ (coefficients de Lamé), et τ (temps de réponse).

Si $\vec{D}(x^1,\ x^2,\ x^3,\ t)$ est le vecteur-déplacement, de coordonnées u^1, u^2, u^3, et $\theta=\operatorname{div}\vec{D}$ la dilatation cubique, les relations entre contraintes et déformations sont symbolisées par

$$T^i_j=\overline{\lambda\theta\,|\,\delta^i_j+2\mu\varepsilon^i_j}|$$

où δ^i_j représente le symbole de Kronecker, $\overline{}|$ l'opérateur de retard, ε^i_j le tenseur des déformations, T^i_j celui des contraintes.

Les équations de la dynamique, en l'absence de toute force de masse, s'expriment par

$$\frac{\partial T^i_j}{\partial x^j}-\rho\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}=0$$

et, compte tenu des relations précédentes, fournissent les équations aux dérivées partielles qui s'écrivent, sous forme vectorielle :

(1) $$\overline{(\lambda+\mu)\,\overrightarrow{\operatorname{grad}}\operatorname{div}\vec{D}+\mu\Delta\vec{D}}|-\rho\frac{\partial^2\vec{D}}{\partial t^2}=0.$$

Dans le cas où $\urcorner = 1 + \tau(\partial/\partial t)$, on obtient les équations de la visco-élasticité, qui sont du troisième ordre [1]. Dans ce qui suit, $\urcorner$ est l'opérateur d'ordre supérieur :

$$\urcorner = 1 + \tau \frac{\partial}{\partial t} + \tau^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2}$$

et les équations correspondantes *sont du quatrième ordre*. Nous nous limiterons aux solutions de la forme

$$\vec{D} = e^{\frac{t}{t_0}} \vec{V}(x^1, x^2, x^3)$$

pour lesquelles on a, d'après (1),

$$(2) \qquad \left(1 + \frac{\tau}{t_0} + \frac{\tau^2}{2t_0^2}\right)\left[(\lambda + \mu)\,\overrightarrow{\text{grad}}\,\text{div}\,\vec{V} + \mu\,\Delta\vec{V}\right] - \frac{\rho}{t_0^2}\vec{V} = 0.$$

Mouvement stationnaire. — En particulier, si les conditions initiales sont telles que t_0 soit très petit, les deux premiers termes de l'expression précédente, qui représentent les forces d'élasticité et de viscosité, deviennent négligeables devant les deux derniers. Nous dirons que le mouvement est stationnaire.

Plus particulièrement encore, s'il existe une fonction des déplacements qui ne dépend que de la distance r à l'origine,

$$\vec{V} = \overrightarrow{\text{grad}}\,\Phi(r),$$

le déplacement est porté par le rayon-vecteur. C'est le cas des forces centrales. L'équation de Poisson est alors remplacée par

$$\Delta\Phi - K^2\Phi = f(t), \qquad K^2 = \frac{2\rho}{(\lambda + 2\mu)\tau^2},$$

$f(t)$ étant une fonction arbitraire du temps. L'équation sans second membre se ramène à une équation différentielle du deuxième ordre, d'où

$$\Phi = \frac{A\,\text{sh}\,Kr + B\,\text{ch}\,Kr}{r} - \frac{f(t)}{K^2}.$$

La force centrale dérive alors du potentiel

$$W = \frac{\rho}{t_0^2} e^{\frac{t}{t_0}} \Phi.$$

Physiquement, que représente cette force ? Le milieu où les contraintes d'élasticité et de viscosité se sont évanouies, est en état de décohésion, au sens de la Mécanique classique, et F y joue le rôle d'une force résiduelle de gravitation, qui dépend toujours des conditions initiales. En quelque sorte, l'élément matériel, affranchi du contact des éléments voisins, se souvient de son état antérieur.

Cas des solutions statiques et homogènes :

(3) $$W = \frac{\rho}{K^3 t_0^2} \frac{e^{-Kr}}{r}, \qquad F = \frac{\rho}{K^3 t_0^2} e^{-Kr} \left(-\frac{K}{r} - \frac{1}{r^2} \right),$$

(4) $$W = \frac{\rho}{K^3 t_0^2} \frac{\operatorname{sh} K r}{r}, \qquad F = \frac{\rho}{K^3 t_0^2} \left(\frac{K}{r} \operatorname{ch} K r - \frac{1}{r^2} \operatorname{sh} K r \right).$$

Si le champ de forces considéré s'établit au sein d'un champ étranger qui impose une énergie partout finie, la solution aura, pour les grandes valeurs de r, la forme (3), et pour les petites valeurs de r, la forme (4) qui, près de l'origine, a pour valeur principale

$$W \sim \frac{\rho}{K^2 t_0^2} \left(1 + \frac{K^2 r^2}{6} \right).$$

Elle prendra alternativement la forme (3) et la forme (4) au voisinage de leur intersection, chacune d'elles ne s'établissant qu'après le délai τ, qui représente donc la durée de vie d'une solution. Il existe ainsi une crête de potentiel qui sépare le potentiel extérieur, rapidement décroissant, du puits de potentiel intérieur. Il en résulte que la force qui est attractive à l'extérieur de la crête, devient répulsive à l'intérieur. Elle présente une discontinuité sur la crête correspondant à un saut de l'énergie. Cela se traduit par un déplacement de la crête. Si $f(t)$ est périodique, sa période est 2τ.

On note que la forme (3), avec $(1/K) = 2.10^{-13}$ cm a été proposée par Yukawa en 1935, pour rendre compte du champ nucléaire, et que la valeur correspondante de τ, obtenue en prenant pour λ, μ, ρ les valeurs habituelles, est de l'ordre de 10^{-17} s, valeur précisément admise en Mécanique quantique.

Si r reste petit devant $1/K$, on retrouve un champ Newtonien, mais où la force en $1/r^2$ est modifiée par une force faible K/r.

Nota. — Comme

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \frac{1}{t_0^2} \Phi,$$

on peut écrire l'équation d'ondes :

$$\Delta \Phi - K^2 t_0^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = f(t).$$

Elle exprime que l'énergie spécifique se propage par onde de dilatation, de célérité $c = 1/(K t_0)$, sa valeur à l'origine étant $W_0 = \rho c^2$.

En régime stationnaire, la crête de potentiel balaie périodiquement une zone de largeur $c\tau$. A la variation d'amplitude due à ce balayage peut se joindre, si t_0 est complexe, une vibration transversale.

(1) A. Sentis, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 729.

MÉCANIQUE. — *Observation des mouvements du pendule paraconique.* Note (*) de M. **Maurice Allais**, présentée par M. Albert Caquot.

Les mouvements d'un pendule suspendu par une bille ont des composantes périodiques. Le dispositif utilisé et la technique opératoire sont décrits. Les mouvements observés résultent de quatre effets conjugués : l'effet de Foucault, un effet de rappel de la suspension, l'influence aléatoire des billes et enfin une influence périodique.

1. La présente Note a pour objet de rendre compte du dispositif expérimental que j'ai utilisé dans diverses séries d'expériences réalisées dans mon laboratoire de Saint-Germain-en-Laye de 1953 à 1957, pour observer le mouvement à trois degrés de liberté d'un « pendule paraconique » oscillant avec une amplitude de l'ordre du dixième de radian. J'appelle paraconique un pendule suspendu par l'intermédiaire d'une petite bille.

Le mouvement observé a été caractérisé par des *périodicités remarquables* de l'ordre de 24 et 25 h dont je rendrai compte ultérieurement.

2. Bien que j'ai eu successivement recours à divers types de pendule, je me bornerai à décrire le dispositif utilisé pendant la série d'observations *continues* de 30 jours qui a été effectuée en juin-juillet 1955.

3. Le pendule paraconique utilisé était un pendule dissymétrique constitué par un disque de bronze vertical de 7,500 kg fixé sur une tige en bronze suspendue à un étrier en bronze E reposant sur une bille d'acier de 6,5 mm de diamètre susceptible de rouler en toute direction sur une surface plane horizontale S. Cette surface était supportée elle-même par un support circulaire S′ évidé en aluminium, portant un appendice A et d'une épaisseur de 4,5 cm. L'évidement permettait une rotation du pendule en mouvement dans un angle total de 210 grades. Ce support S′ était supporté par trois vis micrométriques V. La tige du pendule et son étrier pesant 4,5 kg, le poids total du pendule était de 12 kg et la longueur du pendule simple équivalent d'environ 83 cm.

Les billes d'acier étaient des billes S. K. F. de haute précision et les surfaces portantes étaient en carbure de tungstène et cobalt.

Les expériences ont eu lieu dans un sous-sol et le centre de gravité du pendule se déplaçait à environ 1,50 m en dessous de la surface du sol naturel. Le support S″ était boulonné sur une poutre, elle-même serrée contre le plafond par un système de poutrelles.

4. Le pendule était lâché toutes les 20 mn avec une amplitude initiale d'environ 0,11 radian à partir d'une position de repos, en brûlant un fil. Le mouvement du pendule était observé pendant 14 mn environ en visant une aiguille située à son extrémité inférieure.

En général, la pointe décrivait une courbe assimilable à une ellipse

aplatie dont on observait le plan du grand axe avec un système de visée placé sur un cercle C, centré sur l'axe du pendule au repos et portant une division en grades et un vernier. Ce système permettait de déterminer la position du plan de l'oscillation avec une précision de l'ordre du dixième de grade.

En outre, un système de deux barres parallèles mobiles B susceptibles d'être déplacées par rapport au cercle de lecture permettait de mesurer les deux axes de l'ellipse et de déterminer l'orientation du trièdre central d'inertie du pendule.

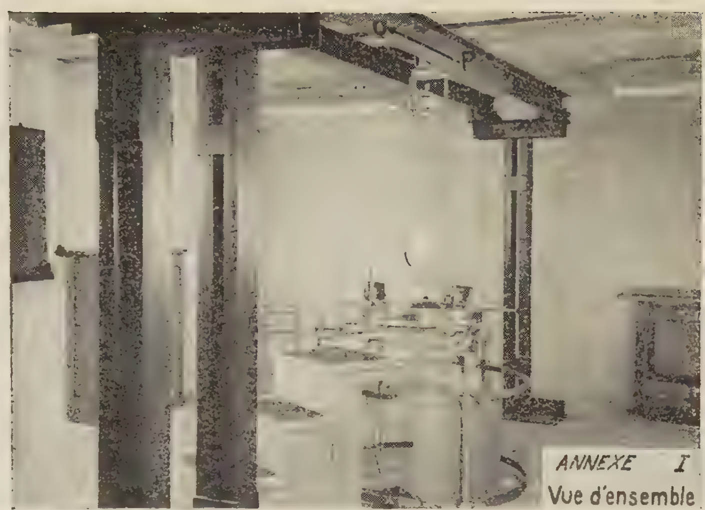
Au bout de 14 mn le pendule était arrêté et il était lâché à nouveau dans le plan du dernier azimut observé. Les séries d'observations étaient donc *enchaînées*, les lâchers successifs étant effectués toutes les 20 mn, de jour et de nuit. Chaque période de 24 h comportait donc 72 séries d'observations enchaînées.

5. Pour éviter toute influence systématique, la bille supportant le pendule a été changée *à chaque expérience*, toutes les 20 mn, et la surface S a été changée au début de chaque semaine d'observations.

Le support S″ était caractérisé par une très *faible* différence de son inertie propre dans deux plans rectangulaires de sorte que sous cette influence la position *moyenne* du plan d'oscillation tendait à se situer parallèlement au plan de moindre inertie du support indiqué par le vecteur $\overrightarrow{PQ}$ sur les photographies jointes, dont l'azimut était d'environ 171 grades, en comptant les azimuts à partir du Sud dans le sens direct. Il en résultait encore une certaine *tendance moyenne à la formation d'ellipses* lorsque le pendule était lâché dans un plan différent de $\overrightarrow{PQ}$. Ces influences ont été déterminées de manière précise par des expériences de lâchers dans différents azimuts en éliminant l'influence du temps par un choix aléatoire des azimuts de départ.

6. Cependant, au cours d'une série *continue* d'observations la tendance du plan d'oscillation n'a pas été de se fixer au voisinage de la direction PQ (comme on aurait pu s'y attendre, compte tenu de l'effet de Foucault), et la variation de son azimut en fonction du temps s'est présentée comme une oscillation d'allure très irrégulière, au moins à première vue, autour de sa direction *moyenne* P′Q′. Les écarts observés ont été considérables. Au cours d'une même période de 24 h les variations d'azimut ont parfois atteint et dépassé 100 grades. L'azimut moyen observé P′Q′ a d'ailleurs été de 150 grades en juin-juillet 1955, inférieur de 22 grades à l'azimut de PQ.

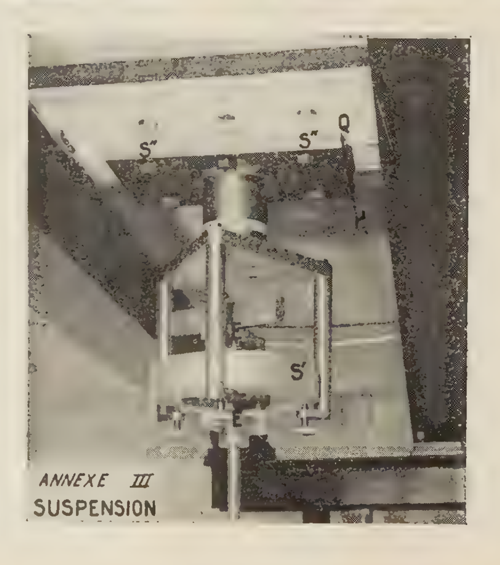
Il est notable que la tangente au départ de la courbe *moyenne* des différentes courbes correspondant aux 2160 séries d'observations élémentaires correspond exactement à l'effet de Foucault.



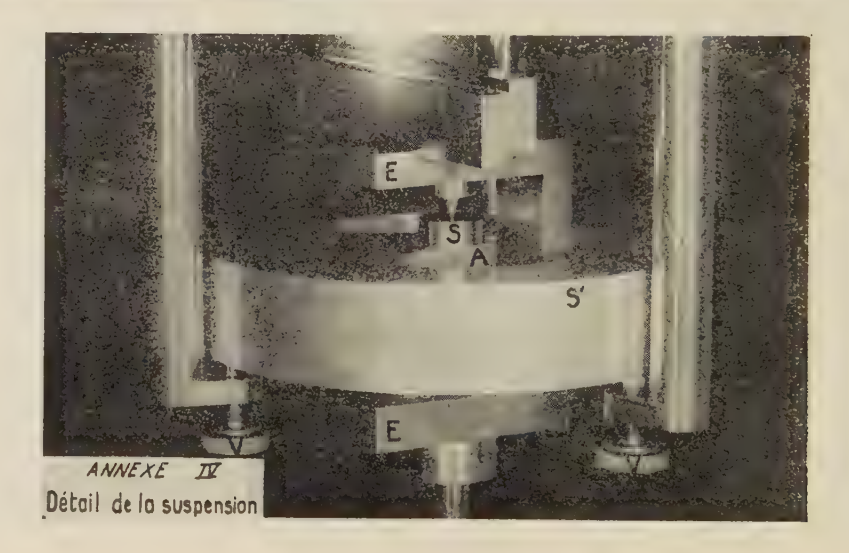
ANNEXE I
Vue d'ensemble



ANNEXE II
CERCLE DE MESURE



ANNEXE III
SUSPENSION



ANNEXE IV
Détail de la suspension

Des phénomènes analogues ont été constatés en septembre-octobre 1955 avec un pendule symétrique constitué par une sphère de plomb.

Des résultats analogues avaient été obtenus en 1953 dans un petit laboratoire situé dans un immeuble en briques, à Paris : 7, cité Fénelon. La masse du pendule oscillait à environ 9 m au-dessus du sol.

(*) Séance du 4 novembre 1957.

AÉRODYNAMIQUE. — *Calcul par analogie rhéoélectrique de la courbure ou de l'épaisseur d'un profil d'aile annulaire satisfaisant à une distribution de pression imposée, lorsque l'écoulement présente la symétrie axiale.* Note (*) de M. **Gérard Hacques**, présentée par M. Joseph Pérès.

Dans un courant de vitesse générale V_0, l'aile annulaire est un obstacle de révolution de rayon a, dont la section par un plan méridien xOy reproduit la forme d'un profil de corde c. Le rapport $\lambda = 2a/c$ caractérise l'aile annulaire comme dans une Note précédente ([1]).

1. Nous déterminons d'abord la ligne moyenne de ce profil en supposant qu'elle supporte une différence de pression intrados-extrados distribuée en corde suivant une loi imposée. Pour les applications pratiques cette loi est choisie de façon à éviter une survitesse infinie au bord d'attaque; nous nous plaçons donc dans le cas de l'incidence idéale. En supposant le fluide parfait, incompressible et irrotationnel, l'écoulement peut se définir dans le plan xOy par le potentiel harmonique de révolution $\varphi(x, y)$ des vitesses de perturbation. Lorsque la ligne moyenne, qui supporte un effort radial C_z, est placée à l'incidence idéale il y a intérêt à considérer le potentiel d'accélération $u = \partial\varphi/\partial x$ uniforme, qui ne présente pas de singularité au bord d'attaque (survitesse non infinie) et permet par ailleurs d'éviter la réalisation de la coupure utilisée dans la représentation analogique de φ ([1]). Le long du segment (0,1), projection du profil à la distance a de l'axe de révolution Ox, les conditions aux limites du potentiel u sont les suivantes :

a. $u^+ - u^- = K V_0 F(x)$, $F(x)$ correspond à la différence connue que prennent les vitesses ou les pressions à l'abscisse x; K est un facteur de proportionnalité;

b. En chaque point, continuité de la dérivée $\partial u/\partial y$ au passage intrados-extrados, ce qui traduit d'une façon classique le glissement du fluide sur une paroi matérielle infiniment mince.

L'image rhéoélectrique du champ de la fonction u se réalise dans un bassin à fond incliné en affichant les conditions aux limites sur une mince lame isolante, recouverte d'électrodes e^+ et e^- en vis-à-vis, qui figure la coupure (0, 1). Électriquement les conditions a et b sont automatiquement remplies si la

différence de potentiel entre chaque couple e^+, e^- est imposée par le secondaire d'un transformateur. La mesure de l'intensité $I(x)$, qui traverse ainsi le segment (0, 1) et le relevé du gradient électrique à la bisonde le long de la ligne $(-\infty, 0)$ qui prolonge la coupure (0, 1) donnent la dérivée $\partial u/\partial y$ en chaque point x et la pente locale de la ligne moyenne $\theta(x) = \int_{-\infty}^{x} (\partial u/\partial y)\, dx$. Une nouvelle intégration conduit à sa forme et à son orientation qui détermine son incidence idéale.

Comme illustration de cette méthode nous avons traité deux cas correspondant aux lois $F(x) = 1$ et $F(x) = 1 - x$ qui, dans le cas λ_∞ de l'écoulement bidimensionnel définissent les lignes moyennes adaptées N.A.C.A. $a = 1$ et N.A.C.A. $a = 0$. Pour diverses valeurs de λ comprises entre 0,5 et 1,5 les résultats du calcul analogique montrent que les lignes moyennes d'un profil d'aile annulaire en sont très voisines avec cependant une courbure d'autant moins accusée que λ est plus petit. Les survitesses u^+ et u^- ont nettement perdu le caractère constant ou linéaire imposé à leur différence. Les figures 1 et 2 illustrent ces résultats pour $\lambda = 1$.

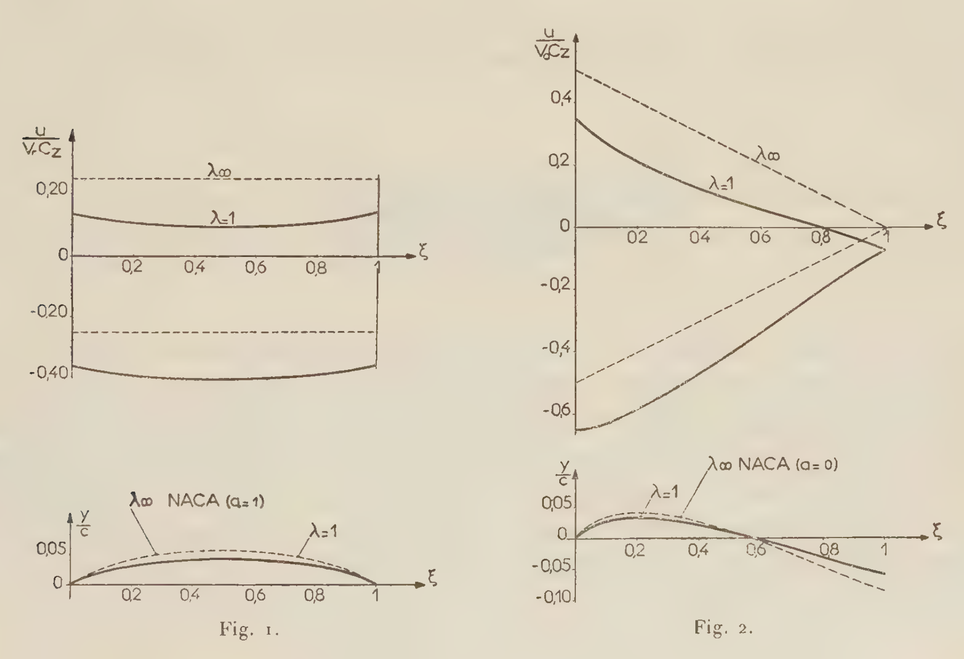


Fig. 1.

Fig. 2.

2. Nous envisageons ensuite la détermination d'un profil d'aile annulaire épais, symétrique par rapport au maître couple, placé à l'incidence nulle (corde parallèle à l'axe Ox), sur lequel aucun effort radial ne se développe; la distribution des vitesses sur l'intrados et l'extrados est donc la même. Prenons par exemple la distribution connue qui correspond à l'écoulement plan (potentiel des vitesses Φ) autour du profil parabolique bissymétrique d'épaisseur relative e. L'analogie porte cette fois sur le potentiel des vitesses $\varphi(x, y)$ uni-

forme dans le plan xOy qui définit l'écoulement autour du profil recherché. Le long de la coupure (o, 1) nous imposons donc la condition $\varphi^+ = \varphi^- = \Phi$. Électriquement elle est établie par des potentiomètres. Les intensités $I^+(x)$ et $I^-(x)$ qui entrent ou sortent par les électrodes e^+ et e^- ont des valeurs proportionnelles aux pentes, inconnues et différentes en valeur absolue de l'extrados et de l'intrados au point x considéré. La forme $y(x)$ du profil s'obtient par intégration puisque

$$y_{(x)}^{-} = \int_0^x \frac{\partial \varphi^-}{\partial y} dx.$$

La figure 3 donne quelques profils épais ainsi obtenus pour différentes valeurs de λ. Les résultats du calcul analogique ont montré que l'épaisseur relative e demeurait pratiquement constante et était égale à celle du profil choisi pour λ_∞. Les courbes extrados et intrados sont très voisines de deux

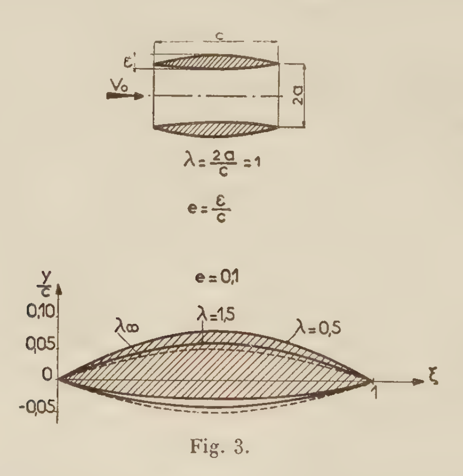


Fig. 3.

paraboles dont le rapport $n(\lambda)$ des flèches (ou des courbures au maître-couple du profil) augmente rapidement quand λ diminue. Si nous considérons ces formes paraboliques comme rigoureuses il est possible de calculer directement $n(\lambda)$. Soit en effet $A(x, y)$ une fonction harmonique de révolution, nulle à l'infini, dont la dérivée $\partial A/\partial y$ est continue au travers de la coupure (o, 1). La formule de Green appliquée à A et à la fonction $u = \partial\varphi/\partial x$ dans le demi-plan xOy entaillé par la coupure (o, 1) conduit à la relation

$$\int_0^1 A^+ \frac{\partial u^+}{\partial y} dx + \int_0^1 A^- \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} dx = 0.$$

Puisque les dérivées $\partial u^\pm/\partial y$ sont constantes et égales aux courbures des paraboles au maître-couple du profil, nous avons :

$$n(\lambda) = \frac{\int_0^1 A^- dx}{\int_0^1 A^+ dx}.$$

En prenant par exemple $A = \varphi$ potentiel des vitesses de perturbation de l'écoulement qui investit l'aile annulaire conique (1) le calcul de l'expression

$$n(\lambda) = \frac{\int_0^1 \overline{\varphi}^- \, dx}{\int_0^1 \overline{\varphi}^+ \, dx}$$

donne $n = 1,35$ alors que l'analogie fournit $n = 1,30$ pour l'aile annulaire $\lambda = 1$.

(*) Séance du 4 novembre 1957.
(1) *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 1510.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Problèmes posés par l'interprétation causale des équations hydrodynamiques de Pauli.* Note (*) de M. **Pierre Hillion**, présentée par M. Louis de Broglie.

On étudie dans le cadre de l'interprétation causale donnée dans une Note précédente le problème du rayonnement de l'électron ainsi que le mécanisme d'absorption et d'émission d'énergie.

1. On a montré que l'électron pouvait suivre l'une des circonférences d'un ensemble de trajectoires formant une congruence et dans ces conditions l'électrodynamique classique donne pour puissance instantanée rayonnée la valeur :

$$\frac{dw}{dt} = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}|\vec{\gamma}|^2 \qquad (\vec{\gamma}, \text{ accélération}).$$

Ceci est en contradiction à la fois avec l'idée même de mouvement classique de l'électron autour du noyau et avec l'expérience (puisque les mesures spectroscopiques prouvent que l'énergie de la particule ne varie que par quantités discrètes).

Si l'on se place dans le cadre des hypothèses A et B de la Note précédente (mouvement perturbé par un grand nombre de fluctuations aléatoires de valeur moyenne nulle) et si l'on suppose que la particule puisse réabsorber (1) l'énergie qu'elle a émise, tout ceci au cours des perturbations, il suffira d'admettre comme nulle la variation moyenne d'énergie pour que :

a. l'énergie de l'électron soit constante en moyenne;

b. il soit impossible de déceler un rayonnement à une certaine distance de l'atome.

Ces fluctuations d'énergie ne peuvent se produire que par des échanges avec un autre ensemble et il suffit de supposer, en accord avec l'électrodynamique quantique que l'électron physique est accompagné d'un champ « virtuel » de

photons et de paires avec lequel il est couplé par une liaison semi-élastique. Ceci nous amène à formuler une nouvelle hypothèse :

Hypothèse C. — L'électron physique est accompagné d'un champ virtuel de photons et de paires avec lequel il échange de l'énergie.

2. Examinons les conditions dans lesquelles peut se produire cet échange : une charge mobile e ayant une vitesse $v = v_0 \cos \omega t$ échange avec un champ électrique $E = E_0 \cos(\omega t - \varphi)$, pendant une période, une énergie égale à [2] :

$$\frac{dw}{dt} = \frac{e}{2} E_0 v_0 \cos \varphi.$$

Il est donc nécessaire d'avoir une égalité des fréquences des deux phénomènes, on voit que le signe et l'importance du transfert d'énergie dépendent de la phase. Si donc on assimile le champ « virtuel » à une assemblée d'oscillateurs il suffit de supposer les phases des oscillateurs répartis d'une façon aléatoire pour justifier l'absence de rayonnement.

Or l'onde associée à l'électron a une certaine répartition spectrale $F(\nu)$. Sur les circonférences de la congruence $F(\nu) = F_1(\nu) = \nu_e \delta(\nu - \nu_e)$ avec $\nu_e = w/h$ d'après la relation de M. de Broglie. Pendant les perturbations, $F(\nu) = F_2(\nu)$ *a priori* inconnu, mais d'après la description que l'on a donnée du mouvement dans une Note précédente, il est clair que $F(\nu)$ est tel que $\nu_e = w/h$ est la fréquence la plus probable de l'onde associée à l'électron. Il faut donc que l'une des fréquences ν_k des oscillateurs du champ « virtuel » soit égale à ν_e, ce qu'on énonce sous forme d'une nouvelle hypothèse.

Hypothèse D. — Les échanges d'énergie entre l'électron et son champ électromagnétique « virtuel » se produisent quand la fréquence de l'un des oscillateurs du champ a la valeur $\nu_e = w/h$.

Les phases de l'onde électronique et du champ virtuel seront telles que $\overline{\cos \varphi} = 0$. On en conclut à l'existence d'un spectre discret des valeurs ν_e et l'ensemble des hypothèses C et D semble pouvoir justifier l'absence de rayonnement dans l'interprétation causale de l'atome d'hydrogène.

3. L'interprétation causale conduit à abandonner la notion d'états stationnaires, mais il faut expliquer l'émission et l'absorption d'énergie. L'idée d'une résonance peut être utilisée ainsi : Lors d'une perturbation au cours d'un échange d'énergie entre l'électron et son champ « virtuel », l'onde électronique va balayer les fréquences de la répartition $F(\nu)$ autour de ν_{e_1} et s'il existe une autre fréquence ν_{e_2} dans $F(\nu)$, il s'établira un régime de battements entre ν_{e_1} et ν_{e_2} au cours desquels peut se produire une résonance avec rupture de l'équilibre entre le champ virtuel et l'électron, ce dernier restant « accroché » sur la fréquence ν_{e_2}. L'onde associée à l'électron subira une variation de la fréquence la plus probable $\nu = |\nu_{e_2} - \nu_{e_1}|$ tandis que la particule verra son énergie modifiée d'une quantité $h\nu = w_1 - w_2$. A cause de la rupture d'équi-

libre, cette variation ne peut être supportée (absorbée ou fournie) que par l'extérieur.

Hypothèse E. — L'émission et l'absorption d'énergie par l'électron auront lieu au cours d'une résonance s'établissant lors de battements de l'onde associée à l'électron entre les fréquences ν_{e_1} et ν_{e_2} de l'état initial et de l'état final.

Il est probable que ce mécanisme ne peut être décrit que par une équation non linéaire.

4. Il est possible d'expliquer les règles de sélection en admettant, ce qui semble naturel, que le balayage des fréquences est continu, l'accrochage de l'onde se réalisant sur la fréquence du spectre des ν_e la plus voisine de ν_{e_1}.

Il semble donc que l'interprétation causale des équations hydrodynamiques de Pauli puisse fournir une description correcte des résultats expérimentaux. Il resterait à faire le même travail pour l'équation de Dirac et à voir comment l'introduction de termes non linéaires pourrait rendre compte des phénomènes de résonance dont on postule l'existence.

(*) Séance du 14 octobre 1957.
(1) Bopp, *Nuo. Cim.*, sup. n° 3, p. 56.
(2) Bohm, *Quantum Theory*.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Influence des fluctuations de masse dans un cristal sur le libre parcours moyen des phonons.* Note (*) de M. **Jean Tavernier**, présentée par M. Louis de Broglie.

1. *Introduction*. — Si l'on ne tient pas compte de la diffusion des phonons par les électrons, la conductivité thermique d'un corps cristallin peut s'écrire :

$$K = K_{ph} + K_e$$

K_e : conductivité thermique due aux électrons, facilement évaluée en fonction de la conductivité électrique par la loi de Wiedmann-Franz.

K_{ph} : conductivité thermique due aux phonons, pouvant s'écrire sous la forme :

$$K_{ph} = \frac{1}{3} C_v c \wedge$$

C_v : chaleur spécifique à volume constant ;

c : vitesse du son dans le cristal ;

$\wedge$: libre parcours moyen des phonons.

Or dans le cas d'un semi-conducteur le terme prédominant est K_{ph}. Dans l'évualuation de ce terme seule celle de $\wedge$ présente certaines difficultés.

Nous donnons ici un calcul basé sur la théorie des perturbations de la limitation du libre parcours moyen des phonons par les fluctuations de masse

des atomes : d'origine isotopique dans le cas des corps purs ou dues à la substitution au hasard d'atomes différents dans le cas de solutions solides.

2. *Étude d'un réseau présentant des fluctuations de masses.* — L'hamiltonien de ce système est de la forme

$$H_1 = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} \sum_{n} \frac{(P_n^\alpha)^2}{M_n} + V = H_0 + U.$$

où

$$U = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} \sum_{n} \left(\frac{1}{M_n} - \frac{1}{M} \right) (P_n^\alpha)^2$$

P_n^α, composante α de la quantité de mouvement du $n^{\text{ième}}$ noyau.

Nous considérons U comme une perturbation.

Nous allons calculer pour un mode normal la probabilité de transition introduite par la présence de la perturbation U.

Pour ce faire nous considérerons :

— un état initial dans lequel existent deux modes définis par $\Phi_0 = \left(\vec{f}_0, s_0\right)$ et $\Phi_1 = \left(\vec{f}_1, s_1\right)$ avec respectivement n_{Φ_0} et n_{Φ_1} phonons ; fonction d'onde $|\psi_n\rangle$;

— un état final dans lequel existent deux mêmes modes que précédemment avec respectivement m_{Φ_0} et m_{Φ_1} phonons ; fonction d'onde $|\psi_m\rangle$.

Nous aurons alors

$$|\langle \psi_n | U | \psi_m \rangle|^2 = 2 \frac{(M^N)^2}{N^4 M^2} \left[\vec{V}_0(\Phi_0) . \vec{V}_0(\Phi_1) \right]^2 n_{\Phi_0}(n_{\Phi_1}+1)$$
$$\times \left[\sum_{n} \left(\frac{M}{M_n} - 1 \right) \cos\left(\vec{f}_0 . \vec{a}_n\right) \cos\left(\vec{f}_1 . \vec{a}_n\right) \times \sum_{n'} \left(\frac{M}{M_{n'}} - 1 \right) \cos\left(\vec{f}_0 . \vec{a}_{n'}\right) \cos\left(\vec{f}_1 . \vec{a}_{n'}\right) \right]$$

les sommes étant étendues au cristal entier.

Supposons maintenant qu'il existe dans le cristal r espèces d'atomes de masses différentes $M_1, \ldots, M_i, \ldots, M_r$ avec les probabilités de présence respectives $p_1, \ldots, P_i, \ldots, P_r$.

Définissons la masse M par

$$\frac{1}{M} = \overline{\left(\frac{1}{M_i}\right)} = \sum_{i=1}^{r} \frac{P_i}{M_i} \neq \frac{1}{\overline{M}}$$

et posons

$$\overline{\left(\frac{M}{M_n} - 1\right)^2} = \sum_{i=1}^{i=r} \left(\frac{M}{M_i} - 1\right)^2 p_i = M^2 \sum_{i=1}^{i=r} \left[\frac{1}{M_i} - \overline{\left(\frac{1}{M_i}\right)}\right]^2 p_i = M^2 \sigma^2 = \varepsilon,$$

$\overline{A}$ signifiant : valeur moyenne de A.

Si n et n' représentent l'écart du nombre de phonons à partir de leur nombre à l'équilibre N, nous aurons :

$$n_{\Phi_0} = N + n, \qquad n_{\Phi_1} = N + n',$$

n et n' étant proportionnels au cosinus de l'angle que fait leur vecteur d'onde respectif $\vec{f}_0$, $\vec{f}_1$ avec le vecteur $\overrightarrow{\text{grad}\,T}$ (¹).

Ceci nous permet d'écrire la vitesse de variation du nombre de phonons appartenant au mode $\Phi_0 = (\vec{f}_0, s_0)$ du fait de leur interaction avec les phonons du mode $\Phi_1 = (\vec{f}_1, s_1)$ sous la forme

$$-\frac{1}{n}\frac{\partial n_{\Phi_0}}{\partial t}\bigg]_{(1)} = \frac{2\pi}{\hbar}\frac{\varepsilon}{N}\left[\vec{V}_0(\Phi_0).\vec{V}_0(\Phi_1)\right]^2\left(1-\frac{n'}{n}\right)\hbar^2\omega_0^2.$$

Le temps de relaxation τ imposé par les fluctuations de masse sera alors :

$$\frac{1}{\tau} = -\frac{1}{n}\frac{\partial n_{\Phi_0}}{\partial t} = \frac{2\pi}{\hbar}\hbar^2\omega_0^2\frac{\varepsilon}{N}\sum_{s=1}^{3}\int_{\Sigma}\left[\vec{V}_0(\Phi_0).\vec{V}_0(\Phi_1)\right]^2\left(1-\frac{n'}{n}\right)\rho(E_0)\,dS,$$

où

$$E_0 = \hbar\omega_0 = \hbar\omega(\vec{f}_0, s_0),$$

Σ, surface de l'espace des f sur laquelle $E = E_0$;
$\rho(E_0)$, densité des états par unité de surface de Σ et par unité d'énergie.

En tenant compte du fait que la vitesse de propagation des ondes élastiques dans un cristal dépend plus de la direction de polarisation que de la direction du vecteur d'onde, nous poserons :

$$E(\vec{f}, s) = \hbar\omega(\vec{f}, s) = \hbar C_s f, \qquad \text{où} \quad f = |\vec{f}|,$$

C_s étant la vitesse des ondes de polarisation s.

Pour une polarisation donnée

$$\rho(E_0)\,dS = \frac{1}{\hbar}\frac{\omega_0^2}{C_s^3}\frac{V}{(2\pi)^3}\,d\Omega$$

où V est le volume du cristal
$d\Omega$: l'angle solide élémentaire dans l'espace des f.

Si de plus nous tenons compte qu'en moyenne :

$$\left[\vec{V}_0(\Phi_0).\vec{V}_0(f, s)\right]^2 = \frac{1}{3} \qquad \text{et} \qquad \frac{n'(f)}{n(f_0)} = 0.$$

Nous pouvons écrire pour les phonons de pulsation ω :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\pi}\frac{V_0\varepsilon\omega^4}{\bar{c}^3}$$

en posant $V_0 = V/N$: volume occupé par un atome et en définissant une vitesse moyenne du son par :

$$\frac{1}{\bar{c}^3} = \frac{1}{3}\sum_{s=1}^{3}\frac{1}{C_s^3}$$

Remarquons, que le résultat précédent peut être généralisé à un réseau construit à partir d'un motif de plusieurs atomes, car on peut montrer d'une façon générale que le produit $V_0 \varepsilon$ est indépendant du nombre d'atomes inclus dans le volume V_0 ; ε étant alors la dispersion des inverses des masses possibles dans ce volume V_0.

(*) Séance du 4 novembre 1957.

([1]) P. R. Klemens, *Proc. Phys. Soc.* A 68, 1955, p. 113.

(*Laboratoire de physique de l'École normale supérieure de Paris.*)

THÉORIE CINÉTIQUE DES GAZ. — *Sections efficaces d'interaction électrostatique dans les plasmas. Définitions.* Note (*) de M. **Michel Bayet**, présentée par M. Joseph Pérès.

Définitions des différentes « sections efficaces » pour les différents constituants d'un gaz isotrope formé de particules quelconques.

Nous considérons un gaz homogène et infini constitué de plusieurs espèces de particules, que nous supposons assez dilué pour que les interactions « collectives » soient négligeables vis-à-vis des interactions « binaires », et pour que la fonction de distribution des vitesses $f(\vec{v}, t)$ qui décrit le comportement de chaque espèce de particules soit, lorsque le système est en en équilibre, maxwellienne à une température absolue T proportionnelle à l'énergie totale (gaz non dégénéré).

Nous nous proposons de déterminer comment s'effectue le retour à l'équilibre, lorsque celui-ci a été troublé par une perturbation susceptible d'avoir affecté de façons différentes les fonctions f des différentes espèces de particules. Ce retour à l'équilibre s'effectuera par l'intermédiaire des interactions (binaires) entre les différents constituants du système, interactions que nous supposerons purement *élastiques*. L'action de ces interactions sur chaque fonction f se traduira sous la forme d'un « opérateur de collisions » appliqué à f, soit $J(f)$, tel que l'évolution dans le temps de f soit régie par l'équation de Boltzmann

$$\frac{\partial f}{\partial t} = J(f)$$

Pour calculer cet opérateur, il faut faire l'étude des interactions binaires, étude qui nécessite l'utilisation d'un système de coordonnées de référence. Il semble indiqué *a priori* de choisir ce système lié à l'une des deux particules en interaction (auquel cas on dira que l'on étudie la déviation « relative » dans le système « relatif » S_r), ou à leur centre de gravité (système « S_g »). Or ces deux systèmes possèdent en commun les deux propriétés suivantes :

1° La déviation α subie par la (ou les) particule mobile est la même ($\alpha_r = \alpha_g$);

2° Les modules des vitesses des deux particules y restent constants. Il en résulte que l'action de l'opérateur J est la même dans les deux systèmes (qui se trouvent d'ailleurs confondus dans le cas d'un « gaz de Lorentz parfait », caractérisé par un rapport des masses des deux types de particules nul), et qu'il se traduit uniquement par une réorientation aléatoire des vitesses, c'est-à-dire par la disparition des anisotropies éventuelles de la fonction f. Pour faire apparaître des variations des modules de ces vitesses, et par suite des échanges d'énergie entre particules, il sera nécessaire de faire choix d'un autre système de référence (système « fixe » ou « du laboratoire » S_l), dans lequel l'opérateur de collision, qui « n'opérera » que sur des fonctions isotropes, sera noté J'.

Or l'action de la pertubation sur le système de particules considéré se traduira généralement par le fait que chacune des fonctions de distribution f ne sera plus, ni maxwellienne à T°, ni même isotrope. Pour caractériser cette action, on sera alors amené à faire apparaître dans la fonction de distribution la plus générale sa composante isotrope, (que nous noterons f_{is}), puis, dans cette fonction isotrope, sa composante maxwellienne à la température T (soit f_T) en effectuant les développements suivants :

$$f(\vec{v}, t) = f_{is}(v, t) + \sum_{0 \leq |m| \leq l} \sum C_{lm}(v, t) Y_l^m$$

$$f_{is}(v, t) = f_T(v) + \sum_j c_j(t) y_j$$

Il convient de prendre, pour Y_l^m et y_j, des fonctions appropriées; nous admettrons qu'il est toujours possible d'utiliser les fonctions propres des opérateurs J et J'. Nous avons d'ailleurs montré qu'en ce qui concerne J, ses fonctions propres Y_l^m étaient les fonctions sphériques classiques, quelle que soit la loi de force (centrale) entre les particules en interaction ([1]); par contre, les y_i dépendent de cette loi, et même n'existent pas toujours ([2]).

On voit alors facilement, en désignant par $-\bar{\nu}_{lm}$ et $-\bar{\bar{\nu}}_j$ les valeurs propres associées aux fonctions propres Y_l^m et y_j [on a d'ailleurs : $\bar{\nu}_{lm} \equiv \bar{\nu}_l$ quel que soit m; *cf.* ([1])], que l'évolution de la fonction f est donnée, à partir du temps $t = 0$ où cesse la perturbation, par les équations

$$\frac{\partial C_{lm}}{\partial t} = -\bar{\nu}_{lm} C_{lm}; \qquad \frac{\partial c_j}{\partial t} = -\bar{\bar{\nu}}_j c_j;$$

d'où

$$C_{lm}(v, t) = \exp(-\bar{\nu}_{lm} t)\, C_{lm}(v, 0)$$

$$c_j(t) = \exp(-\bar{\bar{\nu}}_j t)\, c_j(0).$$

On voit ainsi que les composantes anisotropes $C_{lm} Y_l^m$ et amaxwelliennes $c_j y_j$

« s'amortissent » exponentiellement avec les « constantes de temps » respectives $\bar{\nu}_{lm}^{-1}$ et $\bar{\bar{\nu}}_j^{-1}$. On dira alors que $\bar{\nu}_{lm}$ est la « fréquence de relaxation de l'anisotropie l, m », et que $\bar{\bar{\nu}}_j$ est la « fréquence de relaxation du terme amaxwellien j ». Plus ces « fréquences » seront élevées, plus les « relaxations » du gaz des particules considérées, c'est-à-dire son retour à l'équilibre, se feront rapidement.

Il est évident que les fréquences ν sont proportionnelles au nombre d'interactions subies en une seconde par chacune des particules décrites par la fonction f, c'est-à-dire à sa vitesse v et au nombre N de particules présentes dans l'unité de volume : on pourra donc écrire

$$\bar{\nu}_{lm} = \nu_l = N v \overline{Q}_l,$$
$$\bar{\bar{\nu}}_j = N v \overline{\overline{Q}}_j.$$

Les quantités $\overline{Q}_l$ et $\overline{\overline{Q}}_j$, qui ont les « dimensions » d'une surface et sont *a priori* fonctions de la vitesse v, seront appelées respectivement « sections efficaces de relaxation des anisotropies d'ordre l », et « sections efficaces de relaxation des écarts amaxwelliens d'ordre j » pour les particules décrites par la fonction de distribution f dans le milieu considéré; il est essentiel de rappeler que leur valeur dépend du système de référence adopté pour la mesure de la vitesse; les premières en particulier ne seront calculées que pour un système de référence lié aux particules (S_r ou S_g).

Dans une publication ultérieure, nous appliquerons ces considérations à l'étude d'un « plasma », c'est-à-dire d'un milieu renfermant des particules chargées électriquement, positives et négatives, la charge électrique globale (d'espace ou de volume) étant nulle; nous supposerons toutes ces charges égales à e en valeur absolue, et la concentration de chacune d'elles égale à n (cm^{-3}).

(*) Séance du 4 novembre 1957.

(1) M. BAYET, J. L. DELCROIX et J. F. DENISSE, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2146.

(2) M. BAYET, J. L. DELCROIX et J. F. DENISSE, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 171.

TENSION SUPERFICIELLE. — *Recherches expérimentales sur la tension superficielle des liquides en mouvement.* Note de MM. **Marius Borneas** et **Ervin Kalman**, présentée par M. Eugène Darmois.

1. Afin de comparer la tension superficielle des liquides en mouvement à celle des liquides en repos, on a effectué des mesures avec un tensiomètre Lecomte du Noüy, la cuvette contenant le liquide étant mise en rotation. Des recherches semblables, mais avec le liquide s'écoulant en direction radiale, ont été faites par G. Piccardi, E. Ferroni, G. Rovai et M. L. H. Herquet [1].

Nos mesures, avec substances, anneaux et rotations diverses, ont conduit à des résultats montrant une augmentation par mouvement, de la tension superficielle. Dans ce qui suit, nous donnons quelques tableaux contenant les résultats cinématiques en comparaison avec ceux statiques. N'étant pas préoccupés des valeurs absolues de la tension superficielle, nous avons donné les angles à la rupture, mesurés sur le cadran de l'appareil. Les chiffres représentent les moyennes d'un grand nombre de mesures, effectuées en continuation et aussi avec retours répétés, du mouvement au repos et inversement.

		I.			
	Le liquide	Eau.	Alcool éth.	Toluène.	Tétrachlorure de carbone.
Angle à la rupture	Repos	146°,50′	92°,30′	59°,20′	53°,30′
	Rotation	149,20	95,30	60,10	55,00

		II.			III.	
	Le liquide	Eau.	Alcool.	Benzène.	Alcool.	Eau.
Angle à la rupture	Repos	146°,20′	118°,30′	55°,30′	49°,10′	141°,40′
	Rotation	151,10	127,50	57,00	50,30	146,30

		IV.		V.	
	Le liquide	Alcool.	Eau.	Eau.	Toluène.
Angle à la rupture	Repos	49°,10′	141°,50′	146°,10′	56°,30′
	Rotation	50,00	144,20	147,50	57,40

Les tableaux notés de I à V représentent des mesures effectuées dans des périodes de temps très différentes.

Pour des fréquences de rotation diverses on a obtenu des résultats conformément aux courbes de la figure 1 (α = l'angle de rupture).

Nous remarquons que tous les résultats ci-dessus ont été obtenus en travaillant avec les substances telles qu'elles ont été ôtées des flacons. On a constaté des anomalies surtout dans le cas de l'eau, si l'on a changé la température avant la mesure. L'examen du phénomène de ce point de vue, forme l'objet des recherches futures.

2. Aussitôt apparaît la question si, par hasard, la variation de la tension superficielle n'est pas due au mouvement relatif entre le liquide et l'anneau ? Pour élucider ce problème, on a construit un dispositif, qui permet de tourner soit seulement la cuvette, soit seulement l'anneau, soit tous les deux. Comme on voit sur la figure 2, l'anneau était accroché sur une verge en T, qui pouvait être mise en rotation à l'aide d'une fourche.

Les résultats obtenus avec ce dispositif sont moins précis. Nous donnons d'abord les nombres dans le cas du mouvement de l'anneau seul.

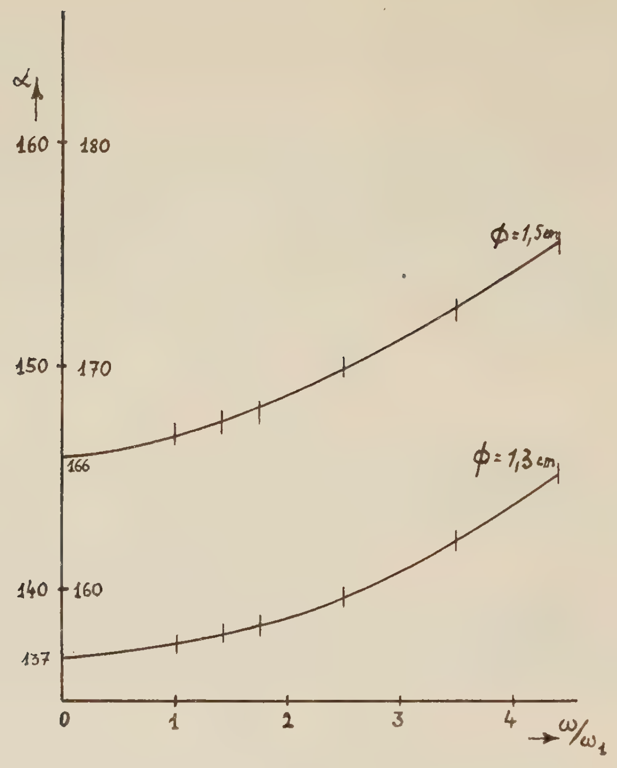

α
160
180
150
170
140
160
166
137
Φ = 1,5 cm
Φ = 1,3 cm
0
1
2
3
4
ω/ω₁

Fig. 1.

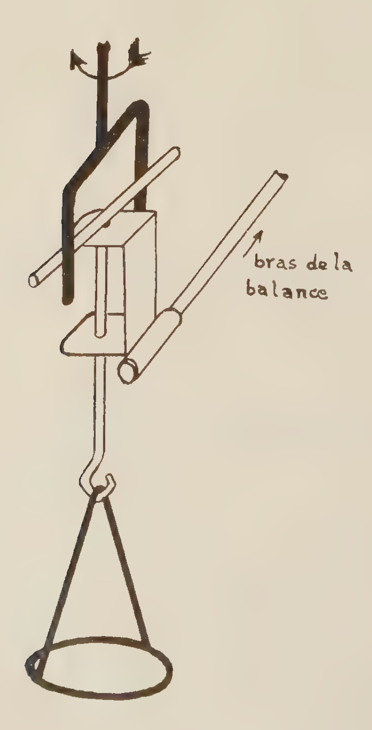

bras de la
balance

Fig. 2.

		I.		II.	
	Le liquide.......	Eau.	Benzène.	Eau.	Benzène.
Angle à la rupture	Repos	130° ± 1°	77° ± 1°	163° ± 1°	98° ± 1°
	Rotation I....	131 ± 1	77 ± 1	163 ± 1	98 ± 1
	» II...	–	77 ± 1	164 ± 1	98 ± 1
	» III...	–	–	164 ± 1	–

Ensuite, voici les chiffres dans le cas des rotations combinées.

	Le liquide.........	Eau.
Angle à la rupture	Repos	163° ± 1°
	Cuvette et anneau tournent dans le même sens......	166 ± 1
	» en repos, anneau en rotation.............	163 ± 1
	» en rotation, anneau en repos.............	166 ± 1
	» et anneau tournent dans le sens contraire...	166 ± 1

De l'examen de ces tableaux, il paraît que la rotation de l'anneau ne modifie pas la tension superficielle. Une influence possible est moindre que les erreurs de mesure; un appareil plus précis pourrait montrer davantage.

Une autre modification du dispositif a été faite par l'introduction de quelques palettes, pour entraîner l'air au-dessus du liquide en rotation. On n'a décelé aucun changement.

(1) G. Piccardi et E. Ferroni, *Annali di Chimica*, **41**, 1951, p. 3; E. Ferroni et G. Rovai, *Rendiconti dell Accad. Naz. Lincei*, 8e série, **11**, fasc. 3-4, 1951, p. 202; M. L. H. Herquet, *Mededel. Vlaam. Chem. Ver.*, **13**, 1951, p. 35-40.

TENSION SUPERFICIELLE. — *L'étude expérimentale des rideaux liquides par rapport à la tension superficielle.* Note de M. **Constantin Sălceanu**, présentée par M. Eugène Darmois.

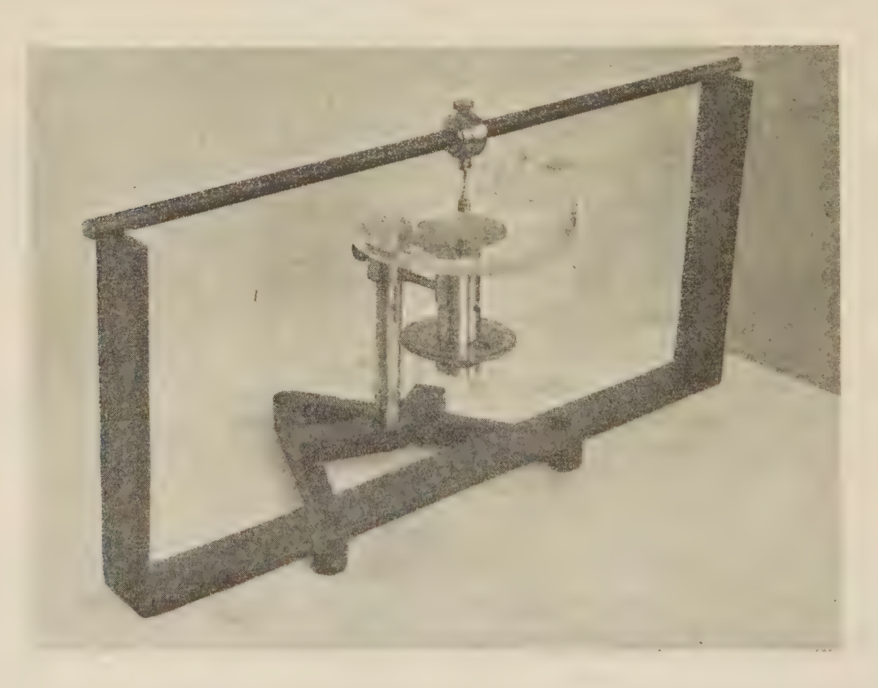
La méthode d'arrachement connue dans la détermination de la tension superficielle des liquides permet une variante dans laquelle les conditions expérimentales sont inversées. C'est-à-dire, au lieu de mesurer la force d'arrachement de l'anneau de platine à l'aide duquel on détermine la tension superficielle du liquide, on mesure, au contraire, la hauteur de la colonne du liquide qui provoque le détachement de l'anneau de la masse du liquide. Et, comme dans ce phénomène le rôle principal est joué par la membrane du liquide, qui caractérise les forces de tension superficielle qui s'opposent au détachement, nous avons convenu d'appeler *rideau* cette membrane liée à la colonne du liquide et responsable du phénomène d'arrachement.

La théorie du phénomène a été donnée par Laplace et comporte la mesure de la hauteur du rideau liquide au moment de son détachement de la masse

parfaitement horizontale d'un disque. Cette théorie a été reprise par Émile Mathieu et amplifiée dans les conditions de détail dans sa *Théorie de Capillarité* (1).

La théorie de Laplace, perfectionnée par Mathieu, nous donne les valeurs théoriques de la hauteur, h, du rideau liquide, sous trois approximations :

Première approximation (Laplace), $h = 2a$ pour le rayon du disque $R = \infty$; la deuxième approximation (Laplace), $h = 2a - (2a^2/3R)$ pour les valeurs moyennes de R; la troisième approximation (Mathieu), $h = 2a\sqrt{1-(2a/3R)}$, pour les valeurs petites de R. Nous avons noté par a, la valeur $a^2 = (\gamma/\rho g)$, où γ est la tension superficielle du liquide, ρ est sa masse spécifique et g, l'accélération de la gravitation du lieu de mesure.



Dispositif expérimental. — Dans notre dispositif de mesure (photo) nous avons employé un flotteur annulaire en laiton à arête fine, en forme de cloche, ouvert à la partie supérieure, ayant 10 mm comme diamètre à la partie en contact avec le liquide à étudier. Il était suspendu dans une niche aménagée dans un bloc métallique, suspendu à une barre horizontale. Celle-ci était attachée au cadre métallique de l'appareil. Sur le support de l'appareil pouvait coulisser verticalement un curseur, qui portait une plaque en laiton, sur laquelle reposait le vase contenant le liquide à étudier. Cette plaque pouvait subir des déplacements très petits, où l'on pouvait estimer 2,5 μ,

Nous avons cherché à assurer une bonne horizontalité du flotteur annulaire en employant une suspension électromagnétique. Une tige d'acier pratiquée à la partie supérieure du flotteur faisait contact en un seul point contre la surface

plane du noyau d'un petit électroaimant fixé à son tour sur la tige du cadre de l'appareil. Ce dispositif nous a donné une satisfaction parfaite, par la fidélité des résultats obtenus.

Influence du diamètre du vase sur la hauteur du rideau. — Toutes les mesures effectuées sur divers liquides ont montré que la hauteur h du rideau croît avec le diamètre du vase, atteignant un palier qui dépend de la nature du liquide, c'est-à-dire de sa tension superficielle. Le palier se forme à une distance grande quand la tension superficielle du liquide est plus grande. Par exemple pour l'eau distillée ($t = 23°,5$ C) nous obtenons les résultats suivants :

Diamètre du vase (cm).	Hauteur h (μ).	Diamètre du vase (cm).	Hauteur h (μ).
4	3 625	16,6	4 125
5,8	3 725	26,7	4 237
11,7	3 975		

La courbe de l'eau présente un palier vers 4 300 μ.

Vérification des formules d'approximation de Laplace et de Mathieu dans le cas de quelques liquides. — Le tableau suivant dressé pour huit liquides différents nous donnera une comparaison entre les hauteurs des rideaux des liquides calculés d'après les formules d'approximation (2) et (3) de Laplace et de Mathieu et les mêmes grandeurs obtenues d'après le palier de la courbe expérimentale dans les conditions $R = 0,5$ cm et $t = 20°$C.

	Densité.	Tension superficielle.	h_2 (Laplace).	h_3 (Mathieu).	h (exp.).
Eau distillée	1	73	0,44	0,43	0,425
Acétone	0,78	23,2	0,30	0,30	0,296
Alcool amylique	0,81	23,5	0,30	0,30	0,305
CS_2	1,26	31,5	0,29	0,28	0,305
Éther éthylique	0,72	16,8	0,27	0,27	0,263
Glycérine	1,25	64	0,39	0,39	0,41
Benzène	0,89	28,3	0,32	0,31	0,302
CCl_4	1,6	26,8	0,24	0,23	0,22

Ce tableau justifie l'emploi du flotteur annulaire de petit rayon, les résultats obtenus étant en bonne concordance avec les formules d'approximation de Laplace et Mathieu.

Nous avons cherché à l'aide de notre dispositif à étudier l'influence de la nature des parois du vase, de même l'influence de la nature du flotteur sur la hauteur de rupture du rideau. Dans tous les cas on a employé des matériaux parfaitement mouillables comme : laiton, fer, aluminium, verre, « plexiglass », « ébonite ». L'influence restait toujours négligeable.

Le phénomène d'adhésion ne peut être considéré comme responsable du palier obtenu dans divers cas étudiés. Le rôle principal est joué par l'énergie de la membrane du liquide, liée étroitement à sa tension superficielle.

(1) E. Mathieu, *Théorie de la Capillarité*, Paris, Gauthier-Villars, 1883, p. 126.

OPTIQUE. — *Le pouvoir réflecteur en incidence normale depuis le visible jusque dans l'ultraviolet lointain des dépôts de germanium obtenus par évaporation sous vide.* Note de Mlle **Sonja Kandare**, présentée par M. Eugène Darmois.

On étudie le pouvoir réflecteur dans la région spectrale 1 100-5 000 Å de couches de germanium obtenues par évaporation sous vide. On observe une variation du pouvoir réflecteur en fonction des conditions d'évaporation et une augmentation du pouvoir réflecteur lorsqu'on utilise un évaporateur de tantale.

Pour compléter les résultats que nous avons donnés antérieurement sur le pouvoir réflecteur des semi-conducteurs internes : silicium, sélénium, tellure ([1]), ([2]), ([3]), nous avons entrepris une étude analogue sur le germanium, pour lequel, à notre connaissance, il n'existe aucune donnée sur le pouvoir réflecteur dans l'ultraviolet et l'ultraviolet lointain.

Les mesures directes du pouvoir réflecteur ont été effectuées entre 4 000 et 6 000 Å par O'Bryan ([4]) sur des films évaporés, et de 6 000 Å vers l'infrarouge par K. Lark-Horovitz et K. W. Meissner ([5]) sur le germanium massif et également sur des couches évaporées. Par ailleurs, W. H. Brattain et H. B. Briggs ([6]) ont mesuré de 3 000 Å à l'infrarouge la transmission de films minces, et ont fait une vérification expérimentale semi-quantitative des valeurs de pouvoir réflecteur calculées à partir des constantes optiques. Enfin, A. H. Gebbie ([7]) a observé la transmission de couches évaporées, en fonction du traitement thermique, à partir de 2 500 Å et vers l'infrarouge.

Les mesures ont été effectuées par ces auteurs dans le but de déterminer les constantes optiques. On note un assez bon accord entre leurs résultats relatifs à l'indice d'extinction, alors que les divergences sont considérables pour l'indice de réfraction. Ces divergences peuvent vraisemblablement s'expliquer par l'influence des conditions d'évaporation qui ont, dans le cas du germanium, une importance particulière.

En effet, nous avons observé, comme dans le cas du Si et du Te ([1]), ([3]), des écarts entre les pouvoirs réflecteurs des couches obtenues à l'aide de différents évaporateurs. Mais ici ces écarts sont considérables.

Le germanium attaque le tantale, le tungstène ([8]), ([9]) et également le molybdène. La figure 1 représente les pouvoirs réflecteurs dans l'ultraviolet lointain pour différents évaporateurs : en A, avec un creuset de tungstène; en B, C, D, avec un ruban de tantale à des températures croissantes, la courbe D correspondant à la température de fusion de l'alliage formé (rupture du ruban). Évidemment les résultats obtenus dans ces conditions sont peu reproductibles. Aussi avons-nous cherché à éviter tout contact entre le germanium et le métal évaporateur en utilisant un creuset d'oxyde d'aluminium ou d'oxyde de béryllium. Aucune attaque

ne se manifeste dans ces conditions, la reproductibilité atteint la précision des mesures et les résultats obtenus sont représentés en E sur la figure 1, et dans l'ensemble de la région spectrale sur la figure 2 (échelle énergétique). Nous pensons que par ce procédé d'évaporation on obtient effec-

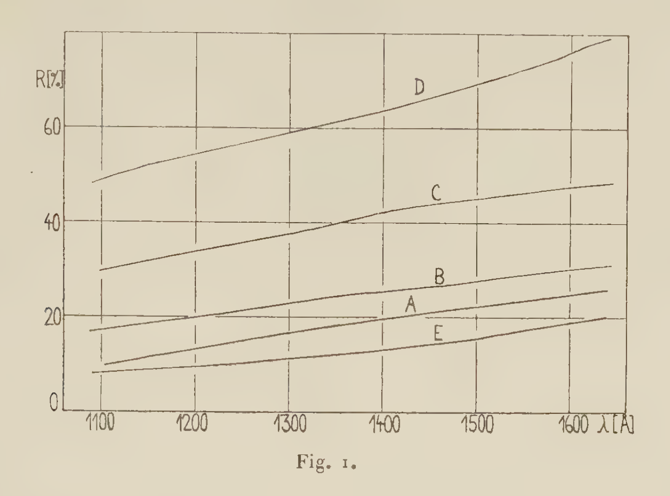


Fig. 1.

tivement des couches de germanium pur. Nous remarquerons les valeurs élevées du pouvoir réflecteur des couches obtenues à partir de tantale (75 % à 1600, 48 % à 1100). Ces couches pourraient présenter un intérêt pratique, mais on observe un phénomène de vieillissement avec diminution du pouvoir réflecteur, qui redescend à la moitié de sa valeur au

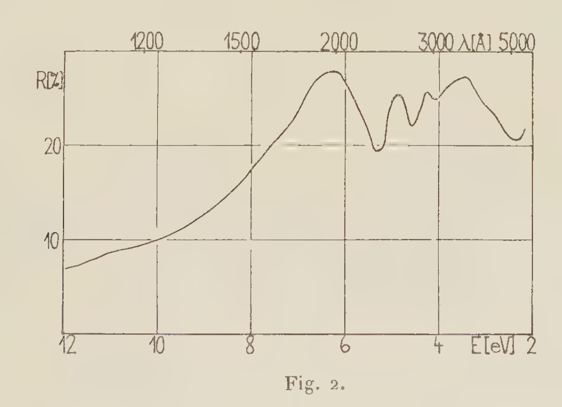


Fig. 2.

bout de trois mois environ. Une étude quantitative détaillée de ces couches au moyen de traceurs radioactifs pour déterminer les concentrations en tantale, est souhaitable.

Une étude (par diffraction électronique) de la structure des couches de germanium évaporées à partir du creuset d'oxyde de béryllium montre que ces couches sont très microcristallines et qu'il ne se produit pas de recristallisation ultérieure à la température ordinaire. Cette recristalli-

sation ne commence seulement que vers 350° C (10). Nous n'avons pas encore mesuré le pouvoir réflecteur des couches cristallisées et les résultats que nous donnons concernent donc exclusivement des couches très microcristallines.

Sur la figure 2 on observe quelques fluctuations du pouvoir réflecteur entre 2 et 7 eV. Remarquons tout d'abord qu'on a vérifié que les couches (une cinquantaine) étaient complètement absorbantes dans la région spectrale étudiée (épaisseurs comprises entre 1200 et 3 700 Å) et que ces fluctuations ne sont pas dues à un phénomène interférentiel.

Comme nous l'avons fait pour le sélénium on peut tenter de rattacher ces fluctuations du pouvoir réflecteur à des transitions électroniques dans le cristal. La structure énergétique de ce dernier est assez bien connue, en raison de la simplicité du réseau cristallin qui autorise le calcul théorique des bandes énergétiques (11). Par suite de leur position dans l'échelle des énergies les variations observées pourraient être dues à des transitions directes entre la bande de valence et la bande de conduction pour les différentes valeurs du vecteur k. Les transitions directes sont, en effet, dans notre domaine spectral, plus probable que les transitions indirectes (12).

Des conclusions précises ne pourront être obtenues qu'avec un plus grand nombre de données expérimentales, en particulier la courbe d'absorption, pour laquelle les mesures sont en cours.

(1) S. Kandare et D. Fabre, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1150.
(2) S. Kandare, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 571.
(3) S. Kandare, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2594.
(4) *J. Opt. Soc. Amer.*, 26, 1936, p. 122.
(5) *Phys. Rev.*, 76, 1949, p. 1530.
(6) *Phys. Rev.*, 75, 1949, p. 1705.
(7) *Ph. D. Thesis*, Reading, 1952.
(8) O. S. Heavens, *Proc. Phys. Soc.*, B 65, 1952, p. 788.
(9) L. Holland, *Vacuum Deposition of This Films*, p. 111, Chapman and Hall Ltd, London, 1956.
(10) H. König, *Reichsber Physik*, 1, 1944, p. 4.
(11) J. Bardeen, F. J. Blatt et L. H. Hall, *Photoconductivity Conference*, 1954, p. 146, Wiley, New-York, p. 196.
(12) L. H. Hall, J. Bardeen et F. J. Blatt, *Phys. Rev.*, 95, 1954, p. 559.

SPECTROGRAPHIE. — *Sur l'intensité des raies spectrales.*

Note (*) de M. **Henri Triché**, présentée par M. Paul Pascal.

La notion de puissance disponible par atome permet de prévoir l'existence des paires de raies homologues, l'influence de l'état physicochimique d'un alliage sur le rapport d'intensité de deux raies appartenant à deux éléments différents ou à un même élément, l'influence de la puissance d'une source sur le caractère spectral de l'émission et l'influence d'un tiers élément.

Nos résultats et ceux de Brucelle nous avaient conduit à énoncer la règle suivante : *Si la puissance disponible par atome augmente, le rapport des intensités des raies d'étincelle par rapport aux raies d'arc augmente* et vice versa. La puissance disponible par atome est le quotient p de la puissance totale P dépensée sous forme de rayonnement pour une espèce d'atomes A, par le nombre n de ces atomes se trouvant dans la source. On suppose que la puissance totale dépensée sous forme de rayonnement ne dépend que de la puissance totale dépensée dans la source, c'est-à-dire qu'elle est pratiquement indépendante de la nature des électrodes et de l'atmosphère.

Alliage binaire A_1A_2. — Supposons que placés dans les mêmes conditions (même décharge) 1 atome A_1 absorbe une énergie m_1 et 1 atome A_2 une énergie m_2(m_1, m_2, valeurs moyennes, les différents atomes n'étant pas dans le même état énergétique). Soit N le nombre total d'atomes A_1 et A_2 se trouvant dans la décharge ; soit n_1 et n_2 les nombres respectifs d'atomes A_1 et A_2. Un atome A_2 absorbe une énergie qui est m_2/m_1 fois celle qui est absorbée par un atome A_1, les n_2 atomes de A_2 sont donc équivalents à $n_2 \times (m_2/m_1)$ atomes de A_1. Par suite les N atomes sont équivalents à $n_1 + n_2 \times (m_2/m_1)$ atomes de A_1 et la puissance p_1 par atome A_1 est

$$p_1 = \frac{m_1 \mathrm{P}}{m_1 n_1 + m_2 n_2}. \tag{1}$$

On montrerait d'une manière analogue que

$$p_2 = \frac{m_2 \mathrm{P}}{m_1 n_1 + m_2 n_2}, \tag{2}$$

d'où

$$p_2 = p_1 \frac{m_2}{m_1}. \tag{3}$$

On établit des formules analogues pour un alliage ternaire.

Intensité des raies. — En général on peut admettre que le rapport d'intensité de deux raies appartenant à deux éléments A_1 et A_2 est proportionnel au rapport des poids des deux éléments A_1 et A_2 ou au rapport des nombres d'atomes n_1 et n_2 se trouvant dans l'alliage et dans la décharge. Mais l'intensité est également fonction de la puissance par atome et l'on peut représenter cette variation par la formule simple $\mathrm{I} = kp^\beta$, β étant positif pour les raies d'étincelle et négatif pour les raies d'arc. Le rapport d'intensité de deux raies appartenant à deux éléments différents est donc de la forme

$$\frac{\mathrm{I}_2}{\mathrm{I}_1} = \mathrm{K}' \frac{n_2}{n_1} \left(\frac{m_1 \mathrm{P}}{m_1 n_1 + m_2 n_2 + m_3 n_3} \right)^{\beta_2 - \beta_1}. \tag{4}$$

Cette formule permet de retrouver l'influence de la puissance d'une source sur le caractère spectral de l'émission ([1]) et de prévoir l'existence des paires de raies homologues. Si $\beta_2 = \beta_1$, $\mathrm{I}_2/\mathrm{I}_1$ est indépendant des conditions de décharge

(puissance de la source) et de l'influence d'un tiers élément (n_3) (Gerlach et Schweitzer); on peut ajouter qu'il est indépendant de l'état physicochimique. La formule (4) montre que toute cause faisant varier les nombres d'atomes n_1, n_2, n_3 modifie le rapport I_2/I_1 même si le rapport n_2/n_1 reste constant.

Rapport d'intensité de deux raies appartenant a un même élément. — 1° *Métal pur.* — Considérons deux raies $\lambda\lambda'$ appartenant à ce métal, on a pour elles

$$\frac{I}{I'} = K\left(\frac{P}{n}\right)^{\beta-\beta'}.$$

Si $\beta \neq \beta'$, I/I' dépend de n. Celui-ci peut varier : *a.* avec l'état physicochimique, c'est le cas du magnésium ([2]) dont le spectre se modifie suivant l'état de division; *b.* avec la nature de l'atmosphère ([3]).

Métal dans un alliage ou une combinaison $A_1 A_2$. — On trouve facilement

$$\frac{I}{I'} = K\left(\frac{m_1 P}{m_1 n_1 + m_2 n_2}\right)^{\beta-\beta'}.$$

L'influence d'un second élément A_2 sur l'émission d'un élément A_1 est double. L'élément ajouté peut agir par le fait que le remplacement d'un atome A_1 par un atome A_2 modifie la puissance p_1, le nombre total d'atomes émetteurs ayant une valeur invariable $N = n_1 + n_2$, on peut appeler cette influence effet de second élément par analogie avec l'influence d'un tiers élément. Mais il peut encore agir en modifiant la vitesse d'introduction de la matière de l'électrode dans la décharge : on peut l'appeler effet d'état physicochimique ([4]), ([5]), ([6]).

3° *Métal dans une poudre.* — Dans la formule précédente n_1 et n_2 peuvent varier par suite d'une distillation fractionnée ([7]).

Rapport d'intensité de deux raies appartenant a deux éléments différents. — *Influence de l'état physico chimique.* — Pour un alliage de composition déterminée, le rapport n_2/n_1 est déterminé dans la décharge, mais si les valeurs de n_1, n_2, n_3 sont modifiées, le dernier facteur de la formule (4) varie. Or Lopez de Azcona et ses élèves ont en effet montré expérimentalement que le rapport I_2/I_1 dépend du traitement thermique ([8]). On peut rattacher cette variation à une modification de la vitesse d'introduction de la matière de l'électrode dans la décharge.

Influence d'un tiers élément A_3. — Celle-ci n'existe que si $\beta_2 \neq \beta_1$. Dans le cas usuel des dosages des alliages, n_2 est petit par rapport à n_1; si l'on peut négliger $m_2 n_2$ par rapport à $m_1 n_1 + m_3 n_3$, pour une valeur déterminée de n_3 le dernier facteur de la formule (4) est constant. Si l'on utilise la méthode de l'étalon interne, la formule reliant les densités photographiques des raies au rapport d'intensité, indique que pour différentes valeurs de n_3 les différentes courbes de dosage sont des droites parallèles : on retrouve les résultats expérimentaux.

Conclusion. — Bien que l'on ait fait certaines hypothèses, la théorie proposée explique et coordonne un certain nombre de résultats expérimentaux et montre l'importance de l'apport régulier de la matière à analyser dans la décharge sur la reproductibilité des spectres; elle devra cependant être complétée pour expliquer quantitativement le déplacement des courbes d'étalonnage en fonction de la concentration d'un tiers élément.

(*) Séance du 4 novembre 1957.

([1]) G. Brucelle, *IXe Congrès du G. A. M. S.*, 1949, p. 29-40.
([2]) H. Triché, *Thèse*, Paris, 1937. Chap. III, *Influence de l'état de division d'un métal sur son spectre*, p. 60-63.
([3]) H. Triché et Mme P. Salfati, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1654.
([4]) H. Triché, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 1659.
([5]) Fert, Marty et Saporte, *Compte rendu du Colloque sur les techniques récentes en microscopie électronique et corpusculaire*, Toulouse, avril 1956, C. N. R. S.
([6]) H. Triché et Mlle J. Simon, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2064.
([7]) H. Triché et Mlle M. Cros, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2567.
([8]) Lopez de Azcona et Camuñas Puig, *Revista de la Real Academia de Ciencias de Madrid*, 41, 1948.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur une source d'erreurs dans l'interprétation des mesures de l'ionisation spécifique primaire à l'aide de la chambre de Wilson.* Note (*) de MM. **Rémy Van de Walle** et **Julien Verhaeghe**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Dans un article précédent, se rapportant à la mesure de l'ionisation spécifique primaire d'électrons ([1]), nous avons signalé, pour certains gaz, des écarts importants entre les valeurs expérimentales obtenues au moyen de la chambre de Wilson et les valeurs théoriques calculées à l'aide de la formule de Bethe-Fermi.

Nous avons réuni les résultats différents dans le tableau I dans lequel, s'il y a désaccord, les écarts observés sont toujours tels que la valeur expérimentale dépasse la valeur théorique.

Tableau I.

Écarts observés.

Hydrogène	Différence de 44 % ([1]) et de 30 % ([2])
Hélium	Différence de 90 % ([1])
Azote	Accord ([3]) et désaccord ([4])
Oxygène	Accord ([1]), ([2])
Néon	Différence de 12 % ([3])
Argon	Différence de 20 à 40 % ([4])

Les différences observées sont trop importantes pour pouvoir être consi-

dérées comme provenant des erreurs de mesure. D'autre part, l'étude de ce tableau et des conditions expérimentales permet de conclure que celles-ci ne peuvent vraisemblablement pas trouver leur origine ni dans la formule théorique elle-même, ni dans le procédé de sa vérification par l'expérience [4]. On en déduit que d'autres phénomènes se font valoir lors du fonctionnement de la chambre de Wilson.

Nous avons rapproché ces résultats de ceux de W. P. Jesse et J. Sadauskis [5]. Ces auteurs en mesurant, au moyen d'une chambre d'ionisation, l'ionisation totale de particules α dans les gaz rares, ont observé des écarts importants dès que de faibles concentrations d'impuretés furent introduites. Comme l'a fait remarquer A. Berthelot [6], il y a lieu de tenir compte de cela dans les mesures faites à l'aide de la chambre de Wilson qui, nécessairement, contient de la vapeur d'eau et le plus souvent encore de la vapeur d'alcool comme impuretés.

Observons en effet que les électrons, en traversant les gaz étudiés, produisent non seulement des ions et des atomes excités à durée de vie courte, mais aussi soit directement ou indirectement des atomes excités métastables. Lors des nombreuses collisions la désexcitation de ceux-ci peut se faire en faveur d'une formation d'ions $(H_2O)^+$ et $(C_2H_5OH)^+$, dans le cas où le potentiel de l'état métastable dépasse le potentiel d'ionisation de la vapeur d'eau ou d'alcool respectivement. Ces ions viennent perturber les mesures puisque, eux aussi, contribuent à la formation de gouttelettes distinctes sur la même trajectoire.

Pour les vapeurs d'eau et d'alcool les potentiels d'ionisation sont respectivement 12,59 eV [7] et 10,5 eV [8]. Les niveaux métastables des différents gaz en question sont indiqués dans le tableau II, qui fera comprendre de suite pourquoi on observe des écarts pour les gaz hydrogène, hélium, néon et argon et un accord avec la théorie dans le cas de l'oxygène et l'azote.

TABLEAU II.

Énergie des niveaux métastables.

Hydrogène	11,75 eV [9]
Hélium	19,8 et 20,6 eV [10]
Azote	6,17 eV [9]
Oxygène	0,98, 1,63 et 4,43 eV [9]
Néon	16,6 et 16,7 eV [10]
Argon	11,5 et 11,7 eV [10]

Les considérations exposées dans cette Note ne conduisent qu'à des conclusions purement qualitatives. Nous faisons remarquer cependant qu'une étude approfondie de la population des niveaux métastables pourrait fournir la vérification quantitative des écarts observés.

(*) Séance du 21 octobre 1957.

(1) J. Allewaert, R. Van de Walle et J. Verhaeghe, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1611.
(2) E. J. Williams et F. R. Terroux, *Proc. Roy. Soc.*, (A), 126, 1930, p. 289.
(3) D. H. Loughridge et H. K. Skramstad, *Phys. Rev.*, 50, 1936, p. 677.
(4) R. R. Roy et M. Étienne, *Nature*, 172, 1953, p. 953.
(5) *Phys. Rev.*, 100, 1955, p. 1755.
(6) *Rayonnements de particules atomiques, électrons et photons*, Masson, 1956.
(7) Price-Sugden, *I. Trans. Farad. Soc.*, 44, 1948, p. 108.
(8) K. Watancle, *J. Chem. Phys.*, 22, 1954, p. 1564.
(9) B. Rosen et al., *Données spectroscopiques concernant les molécules diatomiques*, Hermann et Cie, 1951.
(10) Bacher-Goudsmit, *Atomic Energy States*, Mc Graw Hill Book C°, 1932.

PHYSICOCHIMIE. — *Sur l'absorption de quelques dérivés trisubstitués du benzène.*

Note(*) de Mme **Denise Colaïtis**, présentée par M. Paul Pascal.

Nous avons été amenée à préparer quelques dérivés benzéniques simples trisubstitués de constitution chimique assez voisine :

(I)	Cyano-3 nitro-4 toluène.........	$CH_3.C_6H_3.CN.NO_2$
(II)	Cyano-3 amino-4 toluène........	$CH_3.C_6H_3.CN.NH_2$
(III)	Dicyano-3.4 toluène............	$CH_3.C_6H_3.CN.CN$
(IV)	Dicyano-3.4 chlorotoluène,......	$CH_2Cl.C_6H_3.CN.CN$
(V)	Amido-3 nitro-4 toluène,........	$CH_3; C_6H_3.CONH_2.NO_2$
(VI)	Amido-3 amino-4 toluène.......	$CH_3.C_6H_3.CONH_2.NH_2$

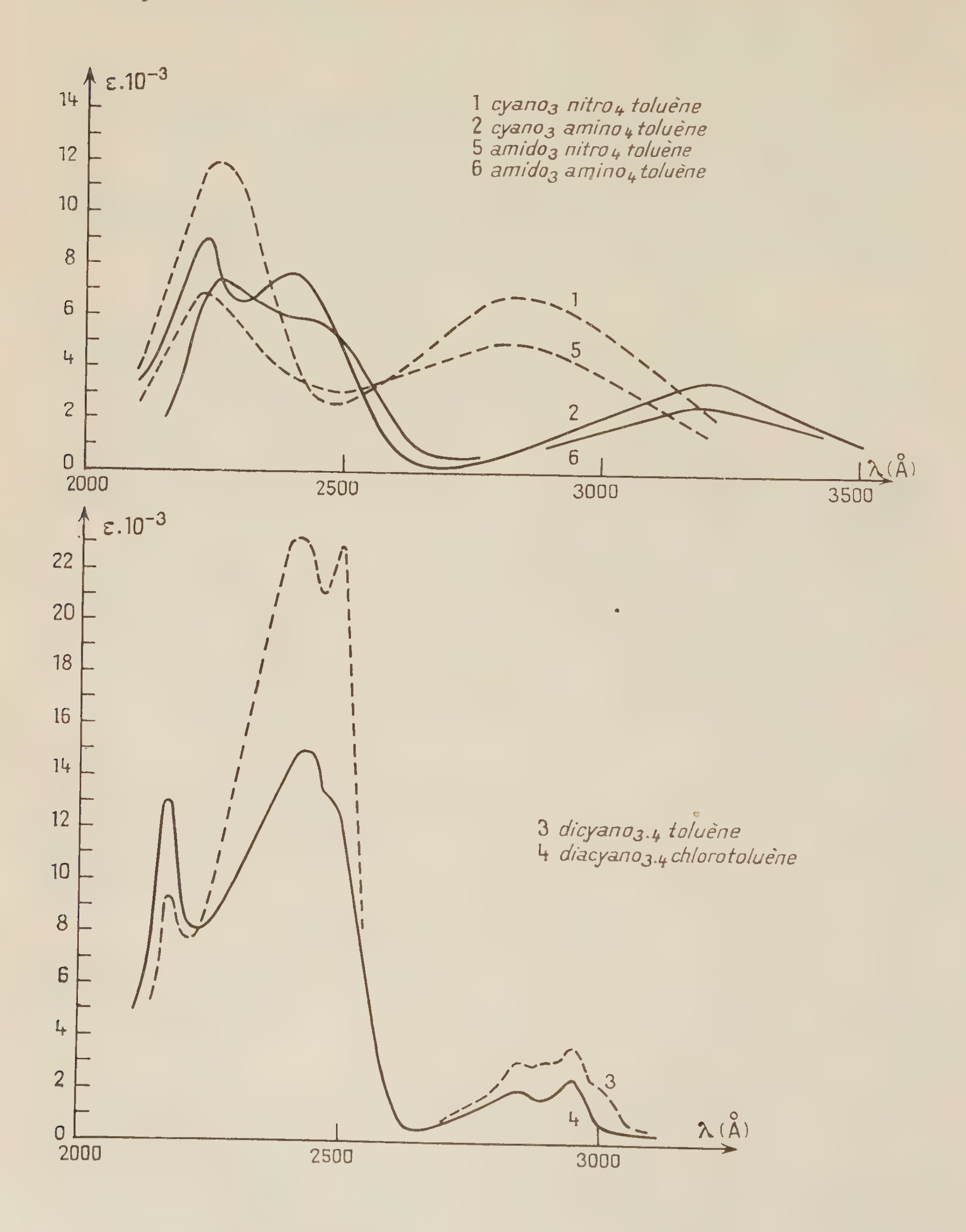
(I), (II), (III) sont obtenus à partir de la métatoluidine, transformée par la réaction de Sandmeyer en métatolunitrile. Ce dernier subit alors diverses opérations (1).

(IV) résulte de la chloruration de (III). Nous l'avons réalisée par passage d'un courant de chlore sec, à 180°C pendant environ 1 h, puis à 100°C pendant 2 h. La température a été abaissée afin d'éviter la formation du dérivé dichloré. (IV), de point de fusion 28°C, est séparé d'avec l'excès de (III) par extractions successives à l'éther, dans lequel ce dernier est beaucoup moins soluble. Signalons que (IV) provoque des dermatoses.

La fonction amide de (V) et (VI) est introduite à partir du métatolunitrile par oxydation au moyen d'acide sulfurique à 25 % au-dessous de 30°C. La métatoluamide est nitrée (V), puis réduite (VI); les points de fusion respectifs de ces deux composés sont 157 et 120°C.

Nous avons déterminé les spectres d'absorption dans l'ultraviolet de ces substances en solution dans de l'eau distillée, à des concentrations de l'ordre de 5.10^{-4} mol.g/l. Les courbes de l'absorption en fonction de la longueur d'onde ont été tracées point par point avec un spectrophotomètre « Jobin et Yvon ». Les dérivés nitrés (I) et (V) présentent deux bandes larges. Dans le cas des dérivés aminés (II) et (VI), la bande de l'extrême ultraviolet est dédoublée, alors que l'autre est déplacée vers les plus grandes longueurs d'onde; quant

aux composés dicyanés (III) et (IV), leur absorption comporte des bandes plus fines et plus nombreuses.



Les valeurs de $\log \varepsilon$ correspondant aux maxima d'absorption sont portées sur le tableau ci-joint :

	2 180.	2 230-2 250.	2 400-2 420.	2 500.	2 800.	2 850.	2 900.	2 950.	3 030.	3 200.
$CH_3.C_6H_3.CN.NO_2$......	–	12	–	–	6,8	–	–	–	–	–
$CH_3.C_6H_3.CN.NH_2$......	–	8,8	7,7	–	–	–	–	–	–	3,8
$CH_3.C_6H_3.CN.CN$.......	9,6	–	23,2	22,8	–	3	3,2	3,5	1,8	–
$CH_2Cl.C_6H_3.CN.CN$.....	13	–	15	13,2	–	2	–	2,4	–	–
$CH_3.C_6H_3.CONH_2.NO_2$...	–	6,9	–	–	5,1	–	–	–	–	–
$CH_3.C_6H_3.CONH_2.NH_2$...	–	7,5	6	–	–	–	–	–	–	2,8

Ces courbes peuvent être rapprochées de celle de l'absorption du benzène. On retrouve les deux bandes principales, appelées bande primaire et bande secondaire. Comme pour les dérivés disubstitués ([2]), lorsque la bande secondaire est fortement déplacée, il apparaît une seconde bande primaire. Les dérivés dicyanés présentent cependant la particularité d'une bande supplémentaire précédant la bande primaire et d'intensité moindre.

(*) Séance du 4 novembre 1957.

([1]) VALDEMAR FINDEKLÉE, *Ber.*, 38, 1905, p. 3543.

([2]) L. DOUB et J. M. VANDENBELT, *J. Amer. Chem. Soc.*, 69, 1947, p. 2714.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Relation entre le potentiel de réduction des dérivés substitués du biphényle et l'angle des noyaux.* Note (*) de M. **ROBERT POINTEAU** et Mlle **JACQUELINE DE VILLEPIN**, présentée par M. Paul Pascal.

On peut prévoir théoriquement l'existence d'une relation entre l'angle des noyaux des dérivés substitués du biphényle et le potentiel de réduction du système conjugué de ces molécules. Les mesures confirment les prévisions; mais l'étude des potentiels de réduction ne renseigne sur la planéité des molécules que dans des cas très particuliers.

Selon une hypothèse formulée par A. Maccoll ([1]), et développée par A. et B. Pullman, G. Berthier ([2]), G. J. Hoijtink et J. Van Schooten ([3]), la réduction polarographique des hydrocarbures à noyaux conjugués commence par l'introduction d'un électron du circuit polarisant dans la plus basse orbitale libre de la molécule. On peut, dans le cadre de cette hypothèse, établir une relation entre l'énergie de cette orbitale et le potentiel nécessaire pour la réduction. Les auteurs précités ont effectué pour divers composés le calcul de l'énergie au moyen de la méthode des orbitales moléculaires (L. C. A. O.) et ont pu montrer que les résultats expérimentaux sont assez bien représentés par une formule linéaire du type

$$E_{\frac{1}{2}} = \gamma m + \alpha$$

dans laquelle $E_{1/2}$ représente le potentiel de demi-palier relatif à la réduction du système conjugué et m, la racine de l'équation séculaire relative à la pre-

mière orbitale libre. γ et α sont deux coefficients numériques déterminés expérimentalement qui peuvent à la rigueur être conservés invariables pour tous les composés, mais qu'il est préférable de spécifier avec chaque série envisagée.

Le potentiel de demi-palier des composés présentant une structure apparentée à celle du biphényle est bien représenté par la formule

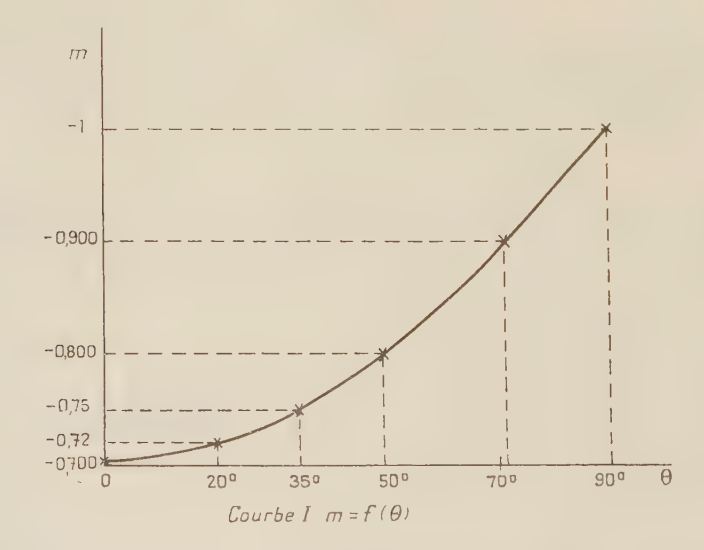
$$E_{\frac{1}{2}} = 2{,}20\,m - 1{,}05, \tag{1}$$

$E_{1/2}$ étant évalué en volts par rapport à l'électrode au calomel saturée en ClK (V. e. c. s.).

Le biphényle est caractérisé par les valeurs :

$E_{\frac{1}{2}} = -2{,}60$ V. e. c. s., $m = -0{,}704$ (avec l'approximation de Hückel).

L'introduction de substituants en ortho dans la molécule de biphényle crée un encombrement stérique susceptible d'altérer plus ou moins sa planéité et de diminuer par suite la conjugaison. Il en résulte une augmentation (en valeur absolue) du coefficient m et l'on peut s'attendre d'après la relation (1) à une augmentation (en valeur absolue) du potentiel de demi-palier.



Courbe I $m = f(\theta)$

En admettant que la variation de l'énergie de l'orbitale, en fonction de l'angle θ des noyaux, est approximativement sinusoïdale, nous avons calculé la courbe (I) qui donne la valeur du coefficient m en fonction de l'angle θ.

Elle met en évidence la petitesse des variations de m pour des valeurs déjà importantes de θ. En particulier, une rotation de 20° amenant m à la valeur $-0{,}720$ ne se traduira, d'après la formule (1), que par un $\Delta E_{1/2}$ inférieur à 0,04 V.

Les mesures polarographiques ont été faites sur les corps mentionnés dans

le tableau ci-dessous. Ces composés sont faiblement encombrés et la torsion de la molécule est certainement inférieure à 20°. On ne constate pas en effet de variation importante du potentiel de demi-palier.

D'autres effets interviennent d'ailleurs. Il faut tenir compte de l'effet de conjugaison entre les électrons π des liaisons conjuguées et les électrons du substituant, et d'un effet inductif qui entraîne un transport d'électrons entre substituants et carbones aromatiques. Ces effets, suivant les molécules, s'ajoutent à l'effet dû à la torsion de la molécule ou s'en retranchent et peuvent expliquer que le déplacement du potentiel ne soit pas toujours une augmentation de sa valeur absolue.

De plus, toutes les molécules contiennent des groupements NO_2 qui se réduisent bien avant le système conjugué et n'en gênent pas l'observation; mais ils produisent néanmoins autour de l'électrode une forte concentration en groupements NH_2 qui influe sur la réaction d'électrode.

On peut donc simplement conclure que l'effet dû à la torsion de la molécule n'est pas supérieur à l'ordre de grandeur que la théorie permet de prévoir, et que la méthode polarographique, quand elle est applicable, ne peut donner de renseignements sur la non-planéité de la molécule que dans le cas de torsions importantes.

	$E_{\frac{1}{2}}$.
1. Biphényle	— 2,60
2. Dinitro-6.4′ biphényle	— 2,62
3. Difluoro-4.4′ dinitro-6.5′ biphényle	— 2,63
4. Dichloro-4.4′ dinitro-6.6′ biphényle	— 2,58
5. Dichloro-4.4′ dinitro-5.6′ diphényle	— 2,52
6. Dibromo-4.4′ dinitro-6.6′ biphényle	?
7. Dibromométhyle-6.6′ biphényle	— 2,65

Seuls sont mentionnés les potentiels de demi-palier relatifs à la réduction du système conjugué. Les mesures étaient faites avec une anode en mercure dont le potentiel était chaque fois mesuré par rapport à l'électrode en calomel saturé en KCl. Les corps étaient soigneusement purifiés par recristallisation. Il a été tenu compte de la résistance de la cellule.

La valeur de $E_{1/2}$ du diphényle diffère de celle de la littérature. La précision des mesures est de $\pm$ 0,01 V.

(*) Séance du 4 novembre 1957.

(1) *Nature*, **163**, 1949, p. 178.

(2) *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1950, p. 591.

(3) *Rec. trav. chim. Pays-Bas*, **71**, 1952, p. 1089; **72**, 1953, p. 903; **74**, 1955, p. 1525.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Influence du dégazage sur la vitesse de combustion de graphites artificiels.* Note (*) de MM. **Lucien Bonnetain**, **Xavier Duval** et **Maurice Letort**, présentée par M. Georges Chaudron.

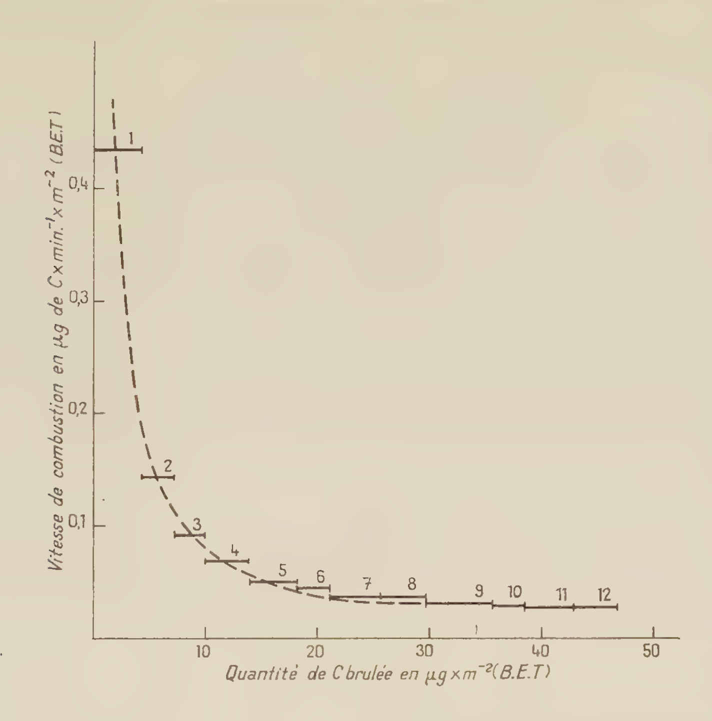
Une méthode de haute sensibilité montre que le dégazage du graphite (artificiel) exalte temporairement de façon considérable sa vitesse de combustion. Cette exaltation serait due aux atomes de carbone très réactifs laissés sur le graphite par le dégazage.

Nous avons étudié la cinétique de combustion de divers échantillons de graphites artificiels du type Acheson en poudre (teneur en cendres : 0,02 % au maximum) entre 450 et 700° C et sous des pressions d'oxygène inférieures à 10^{-1} mm Hg. Un courant d'oxygène maintient une pression constante au-dessus de l'échantillon de graphite en poudre (0,2 g environ) contenu dans une nacelle en silice. Les produits de réaction, CO (qui est oxydé catalytiquement) et CO_2, sont condensés à — 195° C puis, après une durée déterminée de réaction, ils sont dosés à l'aide d'une jauge de Mac Leod [1]. La méthode est assez sensible pour mesurer la combustion de quelques *microgrammes* de carbone, correspondant au centième environ du nombre d'atomes de carbone superficiels évalué selon la méthode de Brunauer, Emmett et Teller (en abrégé B. E. T.) par adsorption de méthane à — 195° C.

Nous avons mesuré la *vitesse initiale* de combustion après que le graphite ait été débarrassé de la majeure partie de ses oxydes de surface par dégazage à 950° C sous vide entretenu d'une pompe à diffusion à vapeur de mercure (pression $\leq 10^{-5}$ mm Hg). La vitesse de combustion décroît rapidement à mesure de l'avancement de la combustion. La figure reproduit les résultats obtenus avec un échantillon de graphite brûlé à 501° C sous une pression d'oxygène de 2.10^{-2} mm Hg, les expériences étant numérotées dans l'ordre chronologique et la vitesse de combustion étant exprimée en microgrammes de carbone volatilisé par minute et par mètre carré de surface B. E. T. de l'échantillon. La vitesse moyenne obtenue dans la première détermination après dégazage est environ 15 *fois* plus grande que la vitesse limite que montre la figure. Cette limite est atteinte après combustion d'une quantité de carbone équivalente au dixième environ d'une couche superficielle d'atomes de carbone de l'échantillon. Il est remarquable que cette quantité soit du même ordre de grandeur que la quantité de carbone préalablement extraite (sous forme d'oxydes) lors du dégazage.

Cette dernière constatation est un argument important (parmi d'autres qui seront développés dans des publications ultérieures) pour penser que la grande vitesse initiale après dégazage est due au fait que le départ des

oxydes de surface laisse sur la surface du graphite des atomes de carbone peu liés au réseau. Pour ces atomes, la fixation de l'oxygène et, ultérieurement, la désorption des oxydes formés seraient des processus très rapides. La concentration superficielle de ces atomes très réactifs diminuant



rapidement par combustion, elle atteint une valeur stationnaire à laquelle correspond la vitesse limite de combustion. [Il convient de préciser que cette notion de vitesse limite n'a de sens que dans nos conditions expérimentales où la combustion ne consomme qu'une fraction minime de l'échantillon; d'autres expériences (²) montrent en effet que pour des combustions qui vont jusqu'à la disparition totale de la masse de carbone, la vitesse de réaction, rapportée au mètre carré de surface B. E. T. du carbone, peut évoluer notablement avec l'avancement de la réaction.]

De multiples expériences nous ont montré que la même décroissance de la vitesse initiale se manifeste chaque fois que l'échantillon de graphite subit un dégazage (sous pompage permanent, la pression étant $\leq 10^{-5}$ mm Hg), soit à 950° C, soit à des températures moins élevées, ou même lorsque cet échantillon séjourne quelques heures sous vide à la température à laquelle les expériences de combustion sont effectuées. Dans ce dernier cas, la vitesse initiale n'est que deux à trois fois plus grande que la vitesse limite qui, elle, reste sensiblement la même que précédemment.

La vitesse de combustion des graphites étant faible, nous avons dû faire appel à une méthode de haute sensibilité pour saisir le phénomène

qui vient d'être décrit, mais avec des carbones ayant une surface très développée et, en conséquence, une grande réactivité, l'évolution de la vitesse de combustion pourrait être décelée par les méthodes analytiques habituelles (gravimétrie, par exemple).

L'influence accélératrice des dégazages sur la vitesse de combustion des cokes entre 350 et 400° C, sous la pression atmosphérique, signalée par J. R. Arthur, E. J. Newitt et M. M. Raftery ([3]), présente une analogie frappante avec le phénomène que nous venons de décrire. Ces auteurs suggèrent que la diminution de vitesse observée au cours de combustions successives est due à l'obstruction progressive de pores très fins par l'oxygène chimisorbé, qui jouerait ainsi un rôle retardateur. Il est de fait que la lenteur de la mise en équilibre d'adsorption mesurée par la méthode B. E. T. donne des raisons d'admettre l'existence, dans les cokes, de pores dont le diamètre serait de l'ordre de grandeur des dimensions moléculaires. Mais ce n'est pas le cas pour les graphites du type Acheson, pour lesquels la méthode B. E. T. permet de conclure que les pores sont relativement larges et que l'accessibilité de la surface interne aux gaz est aisée. En conséquence, l'hypothèse des auteurs précités ne peut pas rendre compte du phénomène que nous venons de décrire. Par contre, il est vraisemblable que l'interprétation que nous venons d'exposer s'applique également à la combustion des cokes, en plus d'un effet éventuel de porosité.

(*) Séance du 28 octobre 1957.

([1]) *Cf.* X. Duval, *Thèse*, Nancy, 1954; *Ann. Chim.*, 10, 1955, p. 903.

([2]) M. Letort et R. Magrone, *Chem. Eng. Science*, 2, 1953, p. 233.

([3]) *Nature*, 178, 1956, p. 157.

CHIMIE THÉORIQUE. — *Étude du pyrène par la méthode de Pariser et Parr.* Note (*) de Mme **Jeanne Baudet**, présentée par M. Louis de Broglie.

Des travaux récents ([1]) sur la réactivité des hydrocarbures aromatiques vis-à-vis des radicaux libres ont attiré l'attention sur le comportement particulier du pyrène dans certaines réactions de ce type et ont montré l'intérêt qu'il y avait à disposer de données plus précises sur les niveaux énergétiques de cette molécule. Il nous a donc paru intéressant d'étudier le pyrène par la méthode semi-empirique de R. G. Parr et R. Pariser ([2]), qui a donné, dans le cas des polyacènes ([3]), des transitions spectroscopiques en bon accord avec l'expérience.

Dans le présent travail nous utilisons les mêmes approximations que R. Pariser ([3]). Toutefois, nous avons apporté une modification dans le

choix des configurations à introduire dans l'interaction configurationnelle. Pariser n'introduit que les configurations situées à l'intérieur d'un intervalle de 3 eV à partir de la configuration de plus basse énergie. Cette limitation semble arbitraire. C'est pourquoi, à l'intérieur d'une même représentation du groupe de symétrie, nous avons fait une évaluation approchée du coefficient de chaque configuration dans la fonction d'onde de l'état le plus bas, en utilisant la formule de Brillouin limitée au premier terme [4]. Nous avons choisi les configurations dont le poids approché dans l'état le plus bas était au moins de l'ordre de 1 %, limitant ainsi à quatre ou cinq le nombre des configurations. L'interaction est alors appliquée à ces configurations. Leurs poids respectifs ainsi obtenus s'écartent peu des poids approchés calculés par la méthode de Brillouin, ce qui confirme la validité de cette méthode [5].

Les résultats de l'antisymétrisation des orbitales moléculaires L. C. A. O. classiques du pyrène sont donnés dans le tableau. Le plus bas triplet appartient à la symétrie B_{2u}^{+}. Il correspond au saut d'un électron de la plus haute orbitale occupée dans l'état fondamental à la plus basse orbitale libre.

État.	Description (*).	Symétrie (**).	Énergie de transition (eV) sans I. C.	avec I. C.	Énergie observée (eV).	Intensité sans I. C.	avec I. C.	Intensité observée.
Fondamental...	V_0	A_{1g}^{-}	Origine	Origine	–	–	–	–
1er triplet.....	$T_{88'}$	$^3B_{2u}^{+}$	2,02	2,00	2,08 [6]	·	-	–
1er singulet....	$^1\Omega_{78}^{-}$	$^1B_{3u}^{-}$	3,79	3,76	3,35 [7]	0	0	0,003 [7]
2e »	$V_{88'}$	$^1B_{2u}^{+}$	4,12	3,89	3,75 [7]	1,50	0,20	0,43 [7]

(*) Notation de Pariser.

(**) Les axes Ox et Oy situés dans le plan de la molécule, Ox suivant le petit axe.

Le plus bas singulet appartient à la représentation B_{3u}^{-}. Il correspond au saut d'un électron de la plus haute orbitale occupée dans l'état fondamental, non à la plus basse libre, mais à la deuxième libre. Le second singulet appartient à la même symétrie que le premier triplet et correspond au même saut électronique.

L'introduction de l'interaction configurationnelle (I. C.) ne produit pas de croisements dans l'ordre des représentations qui contiennent les plus bas états excités. L'énergie du fondamental est plus abaissée que celle des états excités, ce qui a pour effet de diminuer les grandeurs des transitions. Il en est d'ailleurs ainsi dans le cas de polyacènes étudiées par Pariser, et ce fait est remarquable car il ne se produit pas généralement quand on ne fait pas les approximations de Pariser et Parr dans le calcul de l'interaction configurationnelle [5].

Le tableau permet la comparaison des résultats théoriques, relatifs

aux énergies et aux intensités des transitions avec l'expérience. L'accord est satisfaisant pour le premier triplet et pour le second singulet. Il l'est un peu moins pour le premier singulet et il semble d'ailleurs que ce soit un fait général de la méthode : l'accord va diminuant [*voir* (3)] quand le nombre des noyaux benzéniques accolés augmente. D'autre part, il est satisfaisant de constater que nos résultats, en ce qui concerne la symétrie des deux premiers singulets, coïncident avec ceux de K. S. Ham et K. Ruedenberg (8) obtenus par la méthode de l'électron libre, compte tenu de leur notation différente (9). L. E. Lyons et G. C. Morris (10) obtiennent des directions de polarisation qui confirment ces résultats, la première transition étant polarisée le long du petit axe, la seconde le plus probablement le long du grand axe. Cependant, R. Williams (11) signale un comportement singulier du pyrène dans des mesures de polarisation de fluorescence qui semblerait infirmer les résultats précédents. Il obtient, en effet, des polarisations parallèles pour les deux premières transitions. Les résultats expérimentaux font défaut en ce qui concerne les symétries des transitions. Il serait intéressant d'avoir des déterminations expérimentales pour savoir si, comme le prédit la théorie, le premier triplet et le premier singulet n'appartiennent pas à la même symétrie, ce qui est le cas dans le naphtalène (12).

(*) Séance du 4 novembre 1957.

(1) B. Pullman et J. Effinger, *Colloque international sur le calcul des fonctions d'onde moléculaires*, Paris, 1957 (sous presse).

(2) *J. Chem. Phys.*, 21, 1953, p. 466.

(3) *J. Chem. Phys.*, 24, 1956, p. 250.

(4) L. Brillouin, *La méthode du champ self-consistent*, Hermann, Paris, 1933, p. 9.

(5) A. Pullman, *J. Chim. Phys.*, 51, 1954, p. 188.

(6) Mac Clure, *J. Chem. Phys.*, 17, 1949, p. 905.

(7) E. Clar, *Aromatische Kohlenwasserstoffe*, Springer-Verlag, Berlin, 1952.

(8) *J. Chem. Phys.*, 25, 1956, p. 1.

(9) J. R. Platt, *J. Chem. Phys.*, 17, 1949, p. 484. Les états L_b de la notation de Platt appartiennent à la symétrie B_{3u} et les états L_a à la symétrie B_{2u}.

(10) *J. Chem. Soc.*, août 1957, p. 366.

(11) *J. Chem. Phys.*, 26, 1957, p. 1186.

(12) A. Pullman et S. K. Kolboe, *Colloque iuternational sur le calcul des fonctions d'onde moléculaires*, Paris, 1957 (sous presse).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la mise en évidence d'une transposition dans l'hydrolyse de quelques bromo-1 alcoxy-2 alcanes.* Note (*) de M. **Didier Gagnaire**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'hydrolyse des bromo-1 alcoxy-2 alcanes peut conduire non seulement à l'alcool attendu, mais à l'isomère alcoxy-1 *ol*-2.

On a préparé trois bromures de formule

$$\begin{matrix} R \\ R'O \end{matrix}\!\!>\!CH-CH_2Br \quad \left\{ \begin{array}{l} (I)\ R=R'=CH_3 \\ (II)\ R=C_2H_5 \text{ et } R'=CH_3 \\ (III)\ R=CH_3 \text{ et } R'=C_2H_5 \end{array} \right.$$

par action ([1]) du composé de Grignard RMgBr sur le dibromure résultant de l'addition de brome sur un éther vinylique $R'O-CH=CH_2$.

On a vérifié par chromatographie gazeuse la pureté de ces bromures, et en particulier l'absence totale de bromure secondaire $R-CHBr-CH_2-OR'$. L'hydrolyse a été effectuée dans les trois solvants suivants : eau pure (solvant A); N-méthylacétamide-eau 50-50 en poids (solvant B); N-méthylacétamide-eau 97-3 en poids (solvant C), par chauffage en ampoules scellées pendant 20 jours à 100°. Les produits obtenus sont les alcools correspondant d'une part à l'hydrolyse normale, d'autre part à la migration du groupe OR' :

$$\begin{matrix} R \\ R'O \end{matrix}\!\!>\!CH-CH_2OH \qquad \text{et} \qquad R-CHOH-CH_2OR'$$

Ces alcools ont été identifiés par leur temps de rétention en chromatographie gazeuse sur colonne de phtalate de nonyle sur célite. Dans le cas de l'hydrolyse des bromures (I) et (III), ces résultats ont été confirmés par l'identité des spectres infrarouges des produits de la réaction et du mélange synthétique des alcools; ceux-ci sont préparés par coupure par R'OH en milieu acide de l'époxypropane et rectification ([2]).

La chromatographie de gaz a également permis le dosage des deux alcools formés dans les différents cas, le tableau suivant donnant le pourcentage de l'alcool secondaire.

Pourcentage de transposition observé.

	Eau 100	Eau 50 N-méthyl-acétamide 50	Eau 3 N-méthyl-acétamide 97
$\begin{matrix} CH_3 \\ CH_3O \end{matrix}\!>\!CH.CH_2Br$	25 %	80 %	0 %
$\begin{matrix} C_2H_5 \\ CH_3O \end{matrix}\!>\!CH.CH_2Br$	30 %	10 %	0 %
$\begin{matrix} CH_3 \\ C_2H_5O \end{matrix}\!>\!CH.CH_2Br$	50 %	19 %	0 %

On a vérifié que la présence de l'acide bromhydrique formé n'a pas d'influence sensible sur les valeurs indiquées, en opérant en présence de pyridine ou de solutions initiales acides; on a vérifié également que les alcools formés ne s'isomérisent pas par chauffage dans les conditions de l'hydrolyse.

La transposition constatée peut s'expliquer par la participation du groupe voisin OR' lors de la substitution de OH à Br, avec passage par un intermédiaire cyclique du type de ceux envisagés par S. Winstein (³) :

$$\begin{array}{c} R-CH-\quad CH_2 \\ \diagdown\overset{\oplus}{O} \\ \vdots \\ R' \end{array} .$$

Des études cinétiques sont en cours pour l'étude de ce mécanisme.

On peut remarquer que l'addition de N-méthylacétamide à l'eau diminue ou annule le pourcentage de transposition, en liaison avec la diminution du pouvoir ionisant, malgré l'augmentation de la constante diélectrique. Ceci est à rapprocher des résultats cinétiques récemment obtenus dans le cas de la N-méthylpropionamide (⁴).

(*) Séance du 4 novembre 1957.

(¹) H. B. Dykstra, F. Lewis et C. E. Boord, *J. Amer. Chem. Soc.*, 52, 1930, p. 3396.

(²) H. C. Chitwood et B. T. Freure, *J. Amer. Chem. Soc.*, 68, 1946, p. 680.

(³) *Bull. Soc. Chim.*, 1952, Colloques, p. 55.

(⁴) S. D. Dross et M. M. Labes, *J. Amer. Chem. Soc.*, 79, 1957, p. 4155.

(*Laboratoire de Chimie de l'École Normale Supérieure*, 24, *rue Lhomond*, *Paris*, 5ᵉ.)

GÉOMORPHOLOGIE. — *Rôle des processus périglaciaires dans la formation des* dayas *de la région de Boulhaut* (*Meseta côtière marocaine*). Note de MM. **Jacques Destombes**, **André Jeannette** et **René Raynal**, transmise par M. Pierre Pruvost.

La présence de galets de forme parallélépipédique et prismatique, disposés localement en polygones enracinés, et de galets débités en lamelles à partir de gros blocs, ainsi que des formations fossiles de solifluction, mettent en évidence le rôle de tels processus dans le modelé des *dayas*.

On désigne, au Maroc atlantique, sous le nom de *daya* une dépression en général peu profonde où les eaux peuvent s'accumuler temporairement. Ces formes de relief apparaissent dans des régions lithologiquement fort différentes les unes des autres, de sorte qu'une même explication ne convient pas nécessairement à toutes. La zone qui pose les problèmes morphologiques les plus curieux et qui comporte la plus grande densité de cuvettes naturelles se situe aux alentours de l'agglomération de Boulhaut (45 km à l'Est de Casablanca). En particulier, sur une bande de terrain située rive droite de l'oued Nefifik, entre la source de l'oued Sefrou vers l'amont et Ank-Jemel vers l'aval, on ne dénombre pas moins de 200 dayas.

1. *Cadre structural, formes et dépôts des dayas de Boulhaut.* — Le relief des environs de Boulhaut correspond à une surface d'aplanissement qui tranche les couches paléozoïques (Silurien et Carbonifère), et que recouvrent et fossilisent partiellement des sédiments continentaux rapportés au Villafranchien (limons à pisolithes ferrugineux et calcaires lacustres). Les schistes paléozoïques affleurent surtout dans les entailles profondes de l'oued Nefifik et de ses affluents, tandis que les grès et quartzites s'élèvent en crêtes appalachiennes (les *skhour*) au-dessus de la pénéplaine villafranchienne, dont l'altitude actuelle est voisine de 230 m.

Les dayas de la région de Boulhaut diffèrent notablement les unes des autres par leurs dimensions : l'une d'elles, la daya el Kalaa, dont la forme est ovale, mesure 1300 m suivant son grand axe. En général, la longueur de ce dernier varie de 150 à 800 m.

Les plus petites de ces cuvettes sont excavées directement dans les schistes paléozoïques. Au contraire, celles de grande dimension montrent en coupe (dans la tranchée des fossés d'assainissement), par-dessus le socle schisteux ou quartzitique, une couche de limons passant latéralement à des calcaires lacustres, d'une épaisseur pouvant atteindre 2 m, et légèrement ondulée ou gauchie. On y reconnaît le faciès du Villafranchien supérieur de la région. Dans ce cas, les rebords de la dépression sont peu francs, sauf s'ils sont accusés par une arête de quartzites. Mais, à l'intérieur de ces larges cuvettes, on peut distinguer une zone surcreusée où s'accumule une blocaille disposée en polygones.

De plus, ces cuvettes sont, dans certains cas, limitées par des barres quartzitiques dont les versants disparaissent sous des coulées de blocs empâtés dans une gangue limoneuse prenant par endroit l'ampleur et la forme de véritables cônes de piedmont (Sokra bou Chouitina, Sokra el Afsa, au Sud-Est de Boulhaut). Ces formations passent également vers l'aval, c'est-à-dire dans les bas-fonds, à des *polygones enracinés*.

Leurs éléments sont des galets parallélépipédiques, de divers calibres (jusqu'à plusieurs dizaines de centimètres), souvent issus d'un même bloc fissuré et écartelé. Tout ce matériel est englobé dans un dépôt structuré en profondeur comme le montrent diverses coupes. Les polygones représentent l'affleurement en surface de cette formation. Ils sont tout à fait semblables à ceux qu'on attribue à des processus périglaciaires dans la montagne marocaine et dans diverses régions d'Europe.

En particulier ces coulées de blocailles ont des analogies étroites avec les *mers de pierres* décrites en de nombreuses régions, en particulier dans les massifs hercyniens d'Europe ([1]). Leur caractère périglaciaire paraît être confirmé en outre par certains faits déjà connus qui indiquent, pour la même région, l'intervention d'un climat rigoureux au Quaternaire ancien ([2]).

Enfin, l'un de nous (R. R.) a pu les comparer avec celles des Mittelgebirge allemands et de la Petite Pologne.

2. *Interprétation morphologique.* — Les hypothèses (³) émises jusqu'ici (karstification, processus éoliens) soulèvent de sérieuses objections qui tiennent à la nature du substratum rocheux.

Les dayas nous paraissent résulter d'une évolution climatomorphologique complexe.

La transgression pliocène avait parachevé l'abrasion de la zone littorale atlantique, d'où n'émergeaient que de modestes arêtes quartzitiques. Au cours de la régression de cette mer, un régime fluviolacustre s'établit sur la surface d'aplanissement exondée, où se déposèrent des calcaires et des limons à concrétions ferrugineuses. Les mouvements épirogéniques, rapportés à la fin du Villafranchien, vidèrent les lacs, déformant la surface en gauchissant les couches sédimentaires qui la recouvraient. Un réseau hydrographique s'organisa alors et amorça l'entaille des vallées. Mais, sous un climat froid, ultérieurement, la gélivation de la roche et les phénomènent de solifluction remodelèrent les versants, déterminant un élargissement et un empâtement des vallons. La neige pourrait avoir joué un rôle important : certaines petites dayas évoquent, par leur forme, des niches de nivation; les accumulations de blocaille se sont développées plus particulièrement sur tous les versants tournés vers l'Est, c'est-à-dire sous le vent dominant, dans les conditions d'entassement maximum au cours des précipitations.

Notons qu'on retrouve des coulées de blocs sur l'une des hautes terrasses quaternaires de l'oued Nefifik, à l'exclusion des autres. Sa position permet de dater tous ces phénomènes du premier pluvial post-villafranchien dont on connaît des témoins par ailleurs (Salétien) (⁴). Les dayas seraient donc les reliques d'un modelé nivo-périglaciaire du Quaternaire ancien. Les dépôts caillouteux de leur fond, après avoir été recouverts de limons au Quaternaire moyen ou récent, affleurent plus ou moins à la suite d'une défossilisation partielle. Ainsi ces dayas s'apparenteraient par leur origine, sans toutefois qu'il s'agisse de processus rigoureusement identiques et contemporains, aux *clots* et *laguës* des Landes, ainsi qu'aux *mares* et *mardelles* de Brie et à certaines cuvettes fermées signalées aux Pays-Bas (⁵).

(¹) J. Beaujeu-Garnier, *Revue Géomorph. dyn.*, n° 6, 1953, p. 251-282.

(²) R. Raynal, *Biuletyn periglacjalny*, n° 4, Lodz, 1956, p. 143-162.

(³) D. Jaranoff, *Revue Géogr. phys. et Géol. dyn.*, 9, fasc. 2, 1936, p. 299-332.

(⁴) R. Raynal, *Notes marocaines*, n° 5, 1955, p. 13; G. Choubert, F. Joly, M. Gigout, J. Marçais, J. Margat et R. Raynal, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 504.

(⁵) M. Boyé, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1058; A. Cailleux, *Ibid.*, 242, 1956, p. 1912.

(*Service géologique du Maroc* (J. D. et A. J.),
Institut des hautes études marocaines (R. R.) *Rabat, Maroc.*)

SÉDIMENTOLOGIE. — *Coefficients de viscosité des eaux de la Loire en fonction de leur turbidité à différentes températures.* Note de MM. **Léopold Berthois** et **Hubert Sully**, transmise par M. Pierre Pruvost.

L'influence de la turbidité n'augmente sensiblement le coefficient de viscosité que dans les eaux hivernales à 4-5° C. Conséquences sur la sédimentation estuarienne.

Les recherches entreprises depuis plusieurs années dans l'estuaire de la Loire ont montré l'importance des variations du coefficient de viscosité des eaux sur les modalités de la sédimentation.

Plus précisément, dans la section amont de l'estuaire (entre Paimbœuf et Nantes), lorsque le débit du fleuve est faible pendant une partie des grandes marées hivernales (de janvier à avril), les dépôts vaseux sont de faible importance.

Par contre, lorsque les grandes marées estivales d'août à octobre coïncident avec une période d'étiage du fleuve; les vases se déposent en grande quantité dans la section amont et parfois jusqu'à Nantes.

Cette disparité a été attribuée aux variations du coefficient de viscosité des eaux liées aux fluctuations de la température : les eaux hivernales à 5° C ayant un coefficient de viscosité voisin de 15 mP tandis que les eaux estivales, à 25°, n'atteignent qu'environ 9 mP. Pendant la période d'étale, la chute des particules en suspension est beaucoup plus lente dans le premier milieu que dans le second.

Mais, il était intéressant de préciser l'influence de la turbidité des eaux sur la vitesse de sédimentation, au moins pour les principales températures observées dans le fleuve : 5, 16 et 25° C.

Les mesures ont été faites par comparaison des temps d'écoulement d'un volume constant d'eau dans un viscosimètre à tube vertical de 30 mm de diamètre terminé à la base par un tube capillaire.

La turbidité élevée de certaines eaux n'a pas permis d'utiliser un viscosimètre d'Ostwald.

Ce viscosimètre était placé dans une cuve adiabatique pouvant être portée aux trois températures expérimentées.

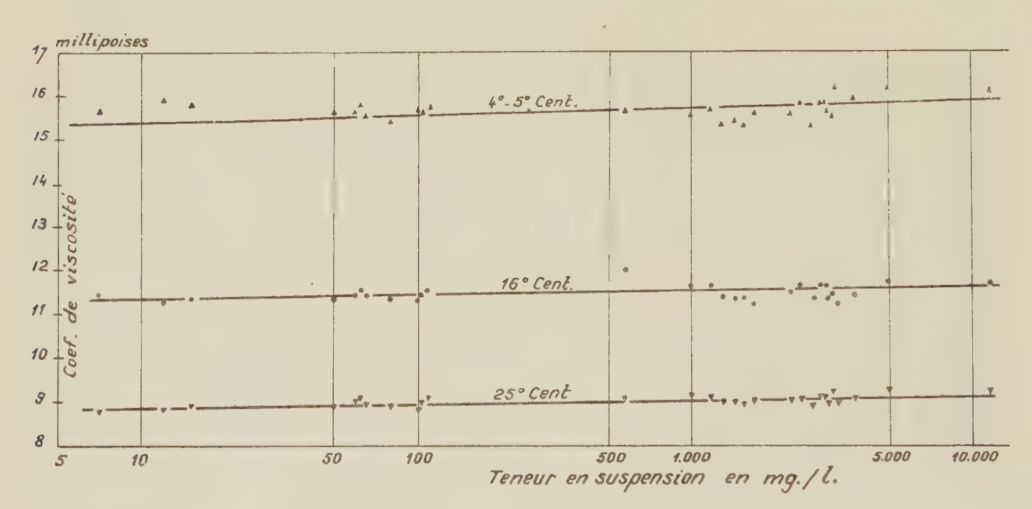
Les eaux ont été prélevées en Loire entre Saint-Nazaire et Mindin. Les prises d'eau ayant duré 12 h, la salinité a subi des variations importantes pendant cette opération.

La correction du coefficient de viscosité en fonction de la salinité a été faite d'après les valeurs données par Y. Mizok et M. Koizumi [1].

En définitive, le coefficient de viscosité est donné par la formule

$$\eta = \frac{\partial \eta_0 T}{T_0} (-S) \qquad \text{pour la température } \theta \text{ de l'expérience;}$$

η, coefficient de viscosité du liquide à la température de l'expérience;
δ, densité par rapport à l'eau pure;
T, temps d'écoulement du liquide à expérimenter;
η_0, coefficient de viscosité de l'eau pure;
T_0, temps d'écoulement de l'eau pure;
S, correction due à la salinité.



Coefficient de viscosité en fonction de la turbidité.

L'examen du graphique montre que :

1° Le coefficient de viscosité augmente relativement peu lorsque la turbidité passe de 7 à 11350 mg/l. Le coefficient de viscosité croît assez rapidement jusqu'à une teneur en suspension de 200 mg/l mais ensuite l'augmentation est beaucoup plus lente.

2° La variation d'amplitude du coefficient de viscosité pour les turbidités extrêmes (7 et 11350 mg/l) est d'autant plus forte que la température est moins élevée : 0,24 mP à 25°, 0,40 mP à 16°, 0,72 mP à 5°. Donc, une même augmentation de la turbidité élève davantage le coefficient de viscosité dans les eaux froides que dans les eaux chaudes.

3° La sédimentation estuarienne en période estivale est favorisée par un fort abaissement du coefficient de viscosité dû à l'élévation de température. Dans de telles conditions la turbidité élevée des eaux n'augmente pratiquement pas leur viscosité et la chute des particules en suspension est presque aussi rapide que dans un milieu non turbide.

4° Au contraire, en période hivernale où la vitesse de sédimentation est déjà diminuée par une élévation considérable du coefficient de viscosité, l'importance de la turbidité intervient encore pour augmenter ce coefficient et ralentir la vitesse de dépôt.

5° Ces données sont applicables aux problèmes de sédimentation côtière en région tropicale ou en région septentrionale.

6° Dans l'analyse microgranulométrique basée sur la vitesse de chute des particules dans un liquide (loi de Stockes) l'expérimentation à température élevée (au moins 25°) permet d'utiliser des suspensions à forte concentration.

(1) *J. Marine Research*, 7, 1948, n° 2, p. 63-66.

(*École nationale d'Agriculture, Rennes.*)

PHYSIQUE DE L'ATMOSPHÈRE. — *Sur quelques mesures de la luminance du ciel nocturne dans le proche infrarouge.* Note de M. **Charles Cailliatte**, transmise par M. Jean Cabannes.

Des mesures dans la bande 0,72-0,89 μ par la méthode photographique de Ch. Fabry, ont conduit à une luminance dans le proche infrarouge d'environ 16 fois la valeur trouvée dans le bleu (différence : 3 magnitudes).

1. La luminance du ciel nocturne, dans la région bleue-violette, a été mesurée à plusieurs reprises par rapport aux étoiles. Par la méthode photographique de Ch. Fabry, J. Dufay (1) a trouvé pour magnitude moyenne de 1° carré, au voisinage du pôle nord, $m_{pg} = 4,36$.

Les mesures photographiques ultérieures de C. T. Elvey et O. Struve, comme les mesures photoélectriques de C. T. Elvey et F. E. Roach (faites avec une cellule au potassium), ont donné des valeurs peu différentes de la précédente.

J. Rudnick (2) a déterminé d'autre part l'indice de couleur du ciel nocturne, et l'a trouvé très voisin de celui du Soleil (C. I. = + 0,65), avec des variations sensibles d'une nuit à l'autre. Mais déjà la prédominance des radiations rouges paraissait probable, d'après les observations de J. Dufay.

R. Grandmontagne (3) a mis pour la première fois en évidence la grande intensité des radiations du proche infrarouge dans la lumière du ciel nocturne. De ses mesures, faites par comparaison à une source étalon, au moyen d'une cellule au cæsium oxydé sur argent, dont la sensibilité spectrale était maximum vers 0,78 μ et le seuil voisin de 1 μ, il a déduit, d'une manière indirecte, la magnitude infrarouge de 1° carré du ciel au zénith. Selon le procédé de réduction utilisé, il a obtenu des valeurs comprises entre

$$m_{IR} = 1,5 \text{ et } m_{IR} = 1,95 \qquad (0,585 < \lambda < 0,900\,\mu).$$

2. En raison de l'importance croissante des mesures infrarouges en photométrie stellaire, il semblait utile de déterminer directement, dans cette région

spectrale, la luminance du ciel par rapport aux étoiles. Nous avons monté à cet effet un photomètre Fabry au foyer Cassegrain du télescope de 81 cm de l'Observatoire de Haute-Provence. La sensibilité des films utilisés (Eastman I N) s'étend jusque vers 0,89 μ; un filtre Wratten 88 A élimine les radiations de longueurs d'onde inférieures à 0,72 μ. Nous avons comparé le ciel, à diverses distances zénithales, à des étoiles de la Selected Area 57, dont les magnitudes infrarouges ont été déterminées par G. E. Kron ([4]) dans la même bande spectrale. Le tableau ci-dessous donne les résultats de nos mesures; *n* est le nombre des observations; Z, la distance zénithale moyenne; m_{IR}, la magnitude de 1° carré du ciel.

Dates.	*n*.	Z.	m_{IR}.
1956. Mai	14	23°	1,38
1957. Avril	2	26°	1,38
1956. Mai	7	41°	1,38
1955. Juillet	6	75°	0,31

On voit que la luminance du ciel dans le proche infrarouge est environ 16 fois supérieure à la valeur trouvée dans le bleu (différence : 3 magnitudes). Ces valeurs sont, dans l'ensemble, en assez bon accord avec les déterminations indirectes de R. Grandmontagne.

3. Dans la bande 0,585-0,900 μ, ce dernier obtenait une luminance sensiblement constante du zénith à Z = 40°. Entre Z = 40° et Z = 75°, la variation, à peu près linéaire, conduisait au rapport B(75°)/B(40°) = 2,5.

Nos mesures (entre 0,72 et 0,89 μ) donnent

$$\frac{B(75°)}{B(41°)} = \frac{B(75°)}{B(23°)} = 2,7.$$

Ce nombre est très voisin de ceux qui ont été trouvés par P. Berthier ([5]) en spectrophotométrie photographique pour diverses bandes de la molécule OH, comprises entre 0,7915 et 0,8830 μ, ainsi que pour la bande 0,8645 μ de la molécule O_2, responsables de la grande luminosité du ciel nocturne dans le proche infrarouge. Berthier a donné, en effet, les valeurs moyennes ci-dessous :

$$\frac{B(75°)}{B(15°)} = 2,66 \qquad \text{pour les bandes de OH,}$$

$$\frac{B(75°)}{B(15°)} = 2,65 \text{ à } 2,70 \qquad \text{pour la bande de } O_2.$$

([1]) J. Dufay, *Bulletin de l'observatoire de Lyon*, 10, n° 9, 1928.

([2]) *Astrophys.*, 86, 1937, p. 212.

([3]) *Ann. Phys.*, 11e série, 16, 1941, p. 253.

([4]) G. E. Kron et J. L. Smith, *Astrophys. j.*, 113, 1951, p. 324.

([5]) *Ann. Géophys.*, 12, 1956, p. 113.

EMBRYOGÉNIE VÉGÉTALE. — *Papilionacées. Développement de l'embryon chez le* Bonaveria Securidaca *Desv.* (Securigera Coronilla *DC.*). Note de M. **Pierre Crété**, présentée par M. René Souèges.

Le *Bonaveria Securidaca* entre dans la famille embryogénique du *Coronilla minima*. Cette espèce devrait être incluse dans la tribu des Hédysarées et non dans celle des Lotées dont les représentants font partie de la famille embryogénique du *Trifolium minus*.

On sait combien il est difficile d'établir une classification valable au sein des Papilionacées en ce qui concerne tant la séparation des tribus que la limitation des genres.

C'est ainsi que traitant des Hédysarées, Bentham et Hooker (1) conviennent que c'est un groupement assez artificiel, ne se distinguant de plusieurs autres tribus que par l'articulation du légume; il serait même préférable, pensent-ils, d'associer l'une de leurs subdivisions, les Coronillées, aux Lotées qui sont une des tribus très voisines des Hédysarées. De son côté, Taubert (2) *in* Engler et Prantl considère les Hédysarées comme une tribu artificielle, présentant de nombreux rapports avec les Lotées, les Galégées et les Phaséolées. Cependant, l'embryologie confirmerait la valeur systématique de ce groupe dont les représentants étudiés jusqu'ici font partie, dans leur ensemble, de la même famille embryogénique du *Coronilla mimma* (3); les Lotées, qui présentent avec les Hédysarées le plus de rapports, se caractérisent par la production, à la troisième génération, d'une cellule épiphysaire et, de ce fait, se rattachent à la famille embryogénique du *Trifolium minus* (4), qui occupe, dans la classification périodique, la case voisine de celle des Hédysarées.

Le cas du genre *Bonaveria* Scop. (*Securigera* DC.) a retenu notre attention car on a toujours discuté de son appartenance aux Lotées ou aux Hédysarées sans aboutir à une solution satisfaisante. Par leur aspect général, ses représentants sont si proches des Coronilles qu'une des espèces, le *Bonaveria Securidaca* Desv., porte également les noms de *Coronilla Securidaca* L., *Coronilla parviflora* M.B., *Securigera Coronilla* DC. Aussi, certains systématiciens, tels que Endlicher (5), font-ils des *Bonaveria* un genre proche des Coronilles et appartenant comme ces dernières plantes aux Hédysarées. Cependant, les articles du fruit étant peu marqués et ne se séparant pas les uns des autres, des systématiciens tels que Bentham et Hooker, Taubert, les rattachent aux Lotées. Nous avons voulu vérifier, en étudiant le développement de l'embryon chez le *Bonaveria Securidaca* Scop., dans quelle famille embryogénique on pouvait classer cette espèce; et, par suite, déterminer si le genre devait être inclus dans les Lotées plutôt que dans les Hédysarées.

L'embryogénie de l'espèce est caractérisée par la production, à la seconde génération, d'une tétrade de la série A_1 (*fig.* 1 à 3); à la troisième génération, de quadrants disposés régulièrement autour de l'axe proembryonnaire, sur un même plan (*fig.* 4 à 7) et, à la quatrième génération, de deux étages quadricellulaires d'octants (*fig.* 10 et 11). A partir des octants supérieurs s'édifie la partie cotylée *s. lato*; il s'y forme tout d'abord des cloisons anticlines (*fig.* 13 à 16), puis des parois péricIines délimitent les premiers éléments du dermatogène (*fig.* 18 à 31).

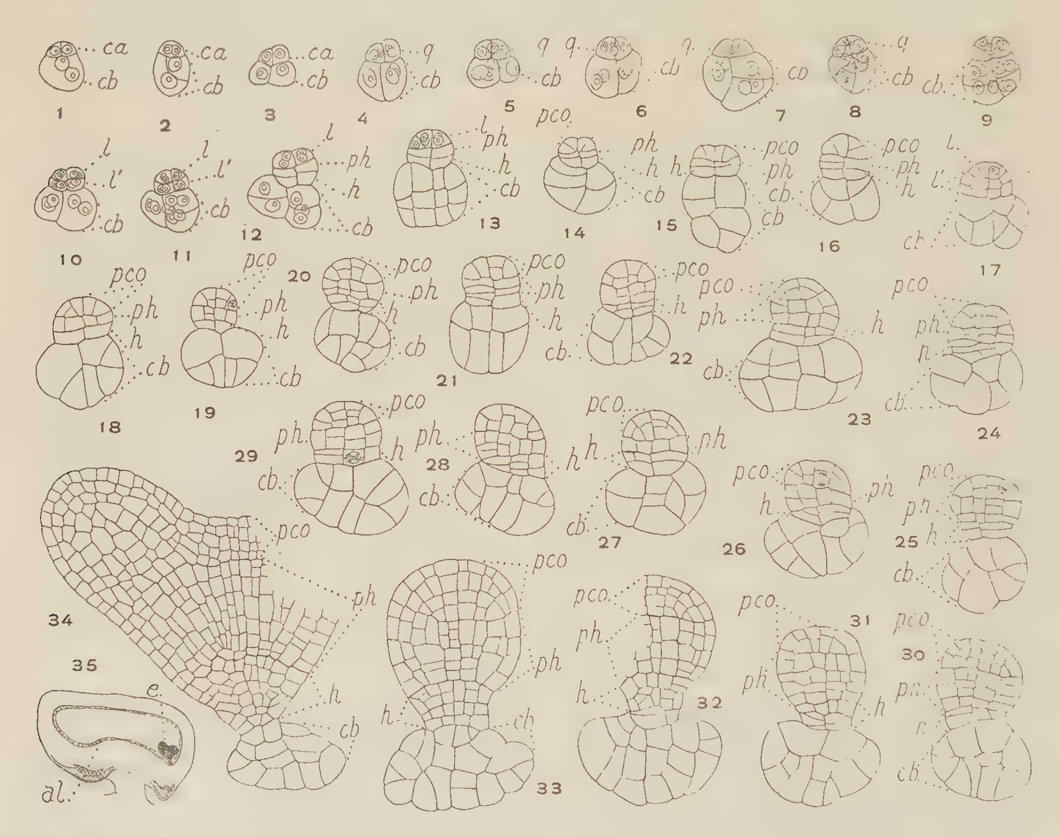


Fig. 1 à 35. — *Bonaveria Securidaca* Scop. — Les principaux termes du développement de l'embryon. En 35, schéma de la graine correspondant à l'embryon figuré en 34. *ca*, cellule apicale du proembryon bicellulaire; *cb*, cellule basale ou suspenseur; *q*, quadrants; *l*, octants supérieurs ou partie cotylée *pco*; *l'*, octants inférieurs; *phy*, partie hypocotylée; *h*, massif hypophysaire; *al*, albumen; *e*, embryon. G. = 230; 20 pour la figure 35.

Dans les octants inférieurs, des parois horizontales séparent d'emblée deux étages (*fig.* 12 à 14), dont l'un fournit la partie hypocotylée et l'autre, le tissu hypophysaire. Dans l'hypocotyle, les premiers éléments du dermatogène se différencient, en général, sans tarder, par suite de cloisons verticales (*fig.* 16 à droite), plus rarement après une division transversale des cellules circumaxiales (*fig.* 16 à gauche, *fig.* 21 et 22). Dans les cellules

hypophysaires, les premières parois sont souvent horizontales (*fig.* 20 à 23) et isolent deux nouveaux étages à partir desquels s'identifient, d'une part, la zone des initiales de l'écorce de la racine et, d'autre part, le primordium de la coiffe.

La cellule *cb* du proembryon bicellulaire ne fournit qu'un suspenseur globuleux, formé de macromères, toujours bien distincts des micromères qui entrent dans la constitution de l'embryon proprement dit.

L'embryogénie du *Bonaveria Securidaca* est absolument conforme à celle des Hédysarées dont la tétrade appartient toujours à la série A_1; elle diffère de celle des Lotées dont la tétrade fait partie de la catégorie B_1. C'est de la Coronille que le genre *Bonaveria* se rapproche surtout par la séparation très nette des étages *ca* et *cb* à tous les stades de l'embryogenèse. Par le cloisonnement transversal des octants inférieurs, les *Bonaveria* ressemblent non seulement aux Coronilles qui ont, à ce point de vue, un comportement souvent comparable, mais encore aux *Hippocrepis*, qui sont également des Coronillées et aux *Æschynomene*, bien qu'ils fassent partie d'une autre sous-tribu. Les autres Hédysarées dont l'embryogénie nous est connue, même les *Ornithopus* qui font cependant partie des Coronillées, se distinguent nettement des genres précédents par le cloisonnement tout d'abord vertical des octants inférieurs ([3]).

([1]) *Genera plantarum*, Londres, 1, 1873-1877.
([2]) *Die natürlichen Pflanzenfamilien*, 3, n° 3, Leipzig, 1891, p. 70.
([3]) R. Souèges, *Ann. Sc. nat. Bot.*, 11e série, 17, 1956.
([4]) R. Souèges, *Embryogénie et Classification* (3e fasc. Partie spéciale : *Première période du système*), Paris, 1948.
([5]) Endlicher, *Genera plantarum*, Vienne, 1836-1840.

(*Laboratoire de Botanique générale de la Faculté de Pharmacie de Paris.*)

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Étude comparée de l'émulsine et de la linase. Dédoublement de l'amygdaline par la linase. Résistance différente de ces deux enzymes à l'action de la chaleur.* Note de M. **Émile André** et Mlle **Monique Maille**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans de précédentes Notes ([1]), ([2]), nous avons signalé que l'émulsine des amandes douces agit sur la linamarine et libère l'acide cyanhydrique qui existe en puissance dans les tourteaux de lin, mais que son action est plus lente et moins complète que celle de la linase. Inversement, la linase hydrolyse l'amygdaline des amandes amères, mais son action s'avère aussi rapide et aussi complète que le serait celle de l'émulsine elle-même.

Dans le but de vérifier et compléter nos premières expériences nous avons récolté pendant la saison dernière des amandes de noyaux d'abricots; ces amandes finement broyées et mises à macérer dans l'eau pendant 24 h ont dégagé 2,52 g d'acide cyanhydrique par kilogramme. Pour établir quelle serait l'action de la linase sur l'amygdaline contenue dans ces amandes nous avons opéré comme nous l'avions fait antérieurement pour les amandes amères.

Sur une prise d'essai d'amandes d'abricots finement broyées (5 g) placées dans un ballon, nous avons versé de l'eau bouillante. Le ballon fut plongé aussitôt dans un bain d'huile chauffé à 100-110° et l'on a fait passer un courant de vapeur d'eau dans le ballon en condensant la vapeur à sa sortie et en recueillant l'eau qui distille. Dans le distillat obtenu nous avons dosé l'acide cyanhydrique (distillat A). Après quoi le ballon contenant la bouillie d'amandes ainsi traitées a été abandonné pendant 24 h à la température ordinaire. On a procédé alors à un nouvel entraînement par la vapeur, ce qui nous a donné un second distillat (distillat B); nous y avons dosé l'acide cyanhydrique comme nous l'avions fait pour le distillat A.

Enfin, dans le ballon refroidi, nous avons ajouté une petite quantité (3 g) de graines de lin fraîches broyées, pour apport de linase, et nous avons laissé macérer le tout pendant 24 h à la température ambiante. Nous avons finalement procédé à un nouvel et dernier entraînement à la vapeur. Nous avons obtenu un distillat C dans lequel nous avons dosé l'acide cyanhydrique. Naturellement nous avions déterminé à l'avance la quantité d'acide cyanhydrique contenu dans les graines de lin ajoutées et nous avons fait la correction que comportait cet apport supplémentaire.

Les résultats obtenus dans les dosages des distillats A, B, C figurent dans le tableau suivant :

Quantité d'acide cyanhydrique dégagée par les amandes d'abricots broyées et mises à macérer dans l'eau : 2,52 g ‰.

Quantités d'acide cyanhydrique trouvées dans :			
distillat A.	distillat B.	distillat C.	total A + B + C.
0,83	0,075	1,64	2,54
1,66	0,032	0,95	2,64
1,37	0,043	1,20	2,61
1,77	0,054	0,82	2,64

L'examen des chiffres qui figurent sur ce tableau montre :

1° que la destruction de l'émulsine pendant la distillation A est à peu près complète, mais que la quantité d'acide cyanhydrique qui se dégage pendant cette opération est importante et qu'elle peut varier dans de larges limites;

2° que l'apport de linase permet de remplacer l'émulsine dans son action sur l'amygdaline de telle sorte que le dégagement de CNH est total.

Nous avons voulu ensuite effectuer la même série d'expériences avec des amandes de noyaux de prunes. Le macéré aqueux des dites amandes broyées a dégagé, au bout de 24 h, 2,20 g de CNH ‰.

C'est avec surprise que nous avons constaté que l'émulsine de ces amandes résiste beaucoup plus à l'action de l'eau bouillante que celle des autres graines étudiées par nous. Dans trois expériences successives nous avons recueilli, dès la première distillation (distillation A), la totalité de l'acide cyanhydrique qu'elles peuvent dégager; dans deux autres essais, la quantité d'acide cyanhydrique dégagée est restée un peu moins grande. Les résultats obtenus figurent dans le tableau suivant :

Quantité d'acide cyanhydrique dégagée par les amandes de prunes broyées et mises à macérer dans l'eau : 2,20 g ‰.

Quantités d'acide cyanhydrique trouvées dans :			
distillat A.	distillat B.	distillat C.	total A + B + C.
2,10	0,064	0,12	2,28
2,18	0,064	0,16	2,40
2,13	0,043	0,22	2,39
1,88	0,021	0,40	2,30
1,96	0,032	0,44	2,43

L'examen de ce tableau permet de constater, en outre, que la distillation C a donné une nouvelle quantité de CNH alors que nous pensions ne plus en trouver; l'action de la linase a donc permis d'hydrolyser l'amygdaline d'une façon encore plus complète que ne l'avait fait l'émulsine elle-même.

Pour terminer nos expériences nous avons voulu vérifier quelle était la résistance de la linase à l'action de l'eau bouillante. Sur des graines de lin récoltées en France et provenant d'une souche d'origine marocaine dite « lin Maroc », nous avons reproduit la série d'expériences ci-dessus décrites.

Le macéré aqueux de graines a dégagé au bout de 24 h, 0,28 g de CNH ‰.

La linase a été détruite très facilement par l'eau bouillante; la quantité de CNH obtenue dans le distillat A n'a été que de 0,032 ‰. La bouillie résiduelle, abandonnée ensuite à elle-même pendant 24 h, n'a donné à la distillation B que 0,01 g d'acide cyanhydrique ‰, ce qui peut se confondre avec les erreurs d'expériences. Il a été nécessaire d'ajouter de la graine de lin broyée pour retrouver le chiffre de 0,28 g ‰.

En résumé, les résultats obtenus avec les amandes d'abricots sont comparables à ceux que nous avions obtenus antérieurement avec les amandes amères; l'émulsine a été détruite au cours de la distillation A, mais avant

de l'être complètement elle a dédoublé une partie de l'amygdaline; la linase a permis, par la suite, d'hydrolyser le reste et d'obtenir le dégagement complet de l'acide cyanhydrique.

L'émulsine des amandes de prunes s'est révélée nettement plus résistante à l'action de la chaleur; nous avons recueilli par trois fois la totalité du CNH dans une rapide distillation opérée sans macération préalable.

Enfin, nous avons reconnu que la linase est thermolabile et qu'elle est, pour ainsi dire instantanément détruite par l'action de l'eau bouillante. Ceci nous autorise à penser que ces deux enzymes ont une individualité propre bien qu'ils puissent se remplacer mutuellement dans une même réaction biochimique.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2091.
(2) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 361.

AGRONOMIE. — *Conservation des bananes. Signification des traitements alternés assortis de pauses d'immobilité de l'ambiance. Détermination expérimentale des caractéristiques fondamentales d'un lot de régimes de bananes quelconque.* Note de M. **Alexandre Tsalpatouros**, présentée par M. Roger Heim.

Un lot de régimes de bananes, étant toujours initialement hétérogène, se déshomogénéise davantage au cours de son entreposage s'il est traité sans discernement. Toute technique rigoureuse susceptible de rendre et de maintenir le lot homogène nous dispense de l'obligation de sélectionner, supprime les déchets et diminue le prix de revient du fruit.

Dans deux Notes précédentes (1), nous avons exposé des techniques expérimentales permettant de rendre homogène et de bonne qualité un lot de régimes de bananes d'état hétérogène courant, arrimés sans aucune précaution spéciale. Il en faut retenir que le « travail » du métabolisme, pour apparaître, exige successivement des réchauffements et des refroidissements de l'« intermédiaire » cytoplasmique, tout à fait comme le principe de Carnot nous apprend que les machines thermiques, pour produire du travail, exigent que l'agent intermédiaire soit d'abord chaud (vapeur) et ensuite froid (eau condensée). Et nous donnons ainsi une première signification et une justification à nos traitements alternés.

Quoi qu'il en soit, pour appliquer, à un lot inconnu par définition, des traitements rationnels alternés assortis de pauses d'immobilité, il faut rechercher les amplitudes et les périodes des pauses et des alternances. Dans ce but, nous avons été amené à discerner l'existence de quelques caractéristiques fondamentales d'un lot et à indiquer la méthode de leur détermination expérimentale.

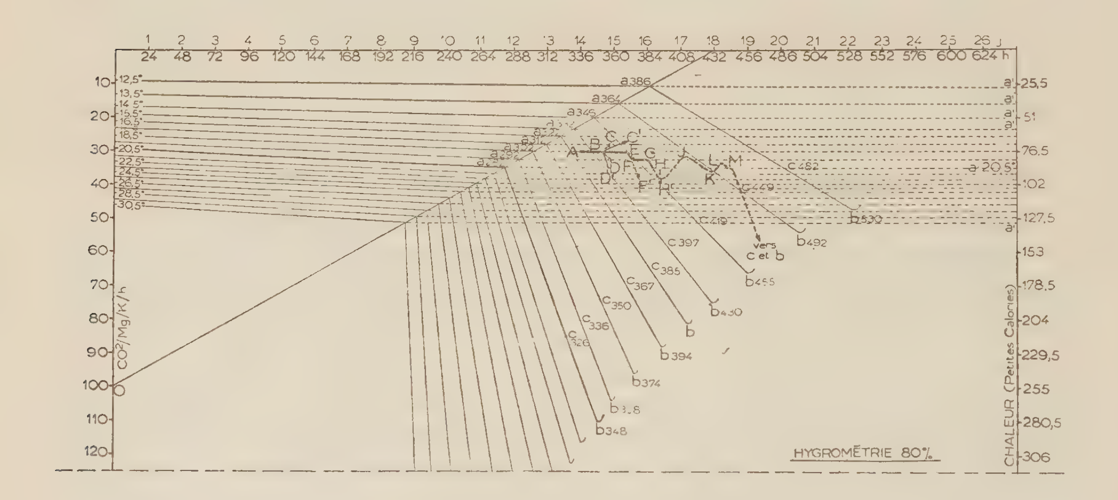
Quotient de disparité instantanée par rapport à une température repère. — Les régimes sont divisés par la pensée en « donneurs » et en « accepteurs » d'énergie thermique. Quelle que soit leur disposition dans l'enceinte et quel que soit, par conséquent, le processus de transmission d'énergie qui peut prédominer, nous retenons que cette transmission dépend de la différence des températures des donneurs et des accepteurs considérés, soit individuellement, soit par groupes, soit globalement.

Nous nous référons à une température arbitrairement choisie comme repère entre les deux températures extrêmes des régimes et nous supposons effectuée la somme des énergies offertes par les donneurs, à partir de leurs températures respectives jusqu'à la température repère, comme si toutes les demandes d'énergies des accepteurs y étaient en quelque sorte concentrées. Soit S_0 cette somme. Parallèlement, soit S_d la somme supposée effectuée des énergies demandées par les accepteurs qui les puiseraient en quelque sorte au niveau de la température repère pour les utiliser à leurs températures respectives, comme si tous les donneurs y avaient concentré toutes les énergies offertes. Par définition, nous appelons quotient de disparité instantanée, le quotient S_0/S_d. Nous voyons immédiatement que si $S_0/S_d \neq 1$, c'est-à-dire si $S_0 \neq S_d$, nous ne pouvons pas conserver notre lot à la température repère puisqu'à cette température les énergies offertes et les énergies demandées ne sont pas compensées. Si $S_0 > S_d$, le lot demeurera hétérogène avec excès de régimes avancés. Si $S_0 < S_d$, le lot demeurera hétérogène avec excès de régimes déficients. Nous devons donc abandonner cette température sitôt que nous l'avons reconnue dans notre enceinte et nous en éloigner, soit vers la zone froide, soit vers la zone chaude, d'autant plus rapidement que S_0/S_d est plus éloigné de l'unité. Nos traitements alternés prennent une deuxième signification. Expérimentalement, pour reconnaître la valeur du quotient S_0/S_d, il nous suffira d'imposer (de préférence par convection très forcée pour aller plus vite) une condition fixe, par exemple à 18,5° C, selon la trajectoire AB du diagramme ci-contre et d'arrêter en B toute pulsion. Si la trajectoire suivie par notre lot oblique vers C ou C′, c'est que $S_0 < S_d$. L'offre d'énergie est insuffisante et le lot se rafraîchit à l'instant considéré. Si la trajectoire oblique vers D ou D′, c'est que $S_0 > S_d$; la demande est insuffisante et notre lot se réchauffe. La pente des obliques nous renseigne sur l'importance du déséquilibre.

Température d'équilibre instantanée. — Parmi les différentes températures repères expérimentées de la sorte, nous découvrirons celle qui équilibre l'offre et la demande et pour laquelle $S_0 = S_d$. Supposons qu'elle soit justement celle de 18,5° C. La trajectoire se poursuivra selon BE. Par définition, la température ainsi déterminée par tâtonnements, sera la température d'équilibre instantanée caractéristique du lot. *A priori*,

nous pourrions compter qu'à cette température notre lot ne se déshomogénéise pas. Nous verrons que cela n'est pas toujours exact.

Densité d'énergie ou distribution de l'énergie offerte et demandée dans l'enceinte. — En effet, l'équilibre du lot a pu apparaître d'une infinité de manières. Par exemple, un petit nombre de régimes très chauds, disséminés dans la masse, peuvent avoisiner immédiatement avec des régimes très frais, alors que tout le reste des régimes sont disposés de façon à s'équilibrer mutuellement de manière uniforme. Dans une pareille éventualité, il est évident que notre lot doit demeurer plus longtemps en ambiance immobile qu'en atmosphère brassée; le processus de rayonnement sera suffisant pour réchauffer les régimes très frais, alors que la convection forcée les priverait de chaleur au bénéfice des régimes éloignés qui n'en ont pas besoin à l'instant considéré. Malgré le maintien continu à la température fixe d'équilibre, les régimes très frais ci-dessus resteront handicapés. Nos traitements alternés prennent une troisième signification.



Si le petit nombre de régimes très chauds sont entourés de régimes moyennement chauds et que les régimes très frais se trouvent disséminés au loin dans la masse, il est évident que notre lot doit demeurer plus longtemps en atmosphère brassée à la température d'équilibre instantanée qu'en ambiance immobile; en effet, c'est par la convection forcée que l'énergie des régimes très chauds sera transportée aux régimes très frais plus rapidement que par tout autre processus puisque, par surcroît, nous pouvons régler la vitesse de brassage. La convection forcée éviterait en même temps aux régimes moyennement chauds de trop se réchauffer. Expérimentalement, nous pourrons reconnaître la distribution de l'énergie du lot offerte et demandée en administrant successivement un traitement pulsé au besoin selon les trois directions de l'espace et un traitement

immobile. A l'instant de notre observation, par exemple en E (immobilité), la pente de la trajectoire EFF′ nous indiquera la réactivité du lot au traitement d'immobilité et si selon FG nous pulsons, à l'instant F, la pente de la trajectoire GHH′ nous indiquera la réactivité au traitement par brassage. La comparaison de ces pentes nous indiquera lequel des deux traitements devra prédominer pour maintenir notre lot constamment homogène. Sur notre tracé, les deux pentes sont égales et nous avons conclu que pour suivre l'itinéraire IJKLM jusqu'au prétournage, nous devions appliquer immobilité et pulsion par périodes égales, ce que nous avons fait et ce qui nous a dicté en même temps les amplitudes des alternances. Nous avons atteint le prétournage en M sans être déçus par l'homogénéité que nous espérions. Mais déjà dans le domaine de la logique pure les traitements discontinus avaient trouvé leur justification avant d'être confirmés par l'expérience.

Temps-durée de réponse aux traitements. — Par définition, nous appellerons temps-durée de réponse aux traitements le nombre en unités de temps nécessaire pour que la température de l'enceinte du lot varie d'une unité de température à partir de l'instant où nous commençons notre observation et où nous demeurons en ambiance immobile quel que soit le traitement précédant cet instant. La détermination expérimentale de cette caractéristique se fait avec une précision d'autant plus grande que nos instruments sont plus perfectionnés. Ainsi, à un instant donné, notre lot nous répond par des nombres *finis*, qui, dans un domaine voisin de cet instant, sont *dérivés* d'une fonction admettant par conséquent des *différentielles*. Pourrons-nous alors, à l'aide du calcul, découvrir plus vite l'art de maîtriser notre fruit à l'échelle industrielle ?

(*) Séance du 4 novembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 1024 et 1334.

PHYSIOLOGIE. — *Effet de l'administration de divers composés glucidiques sur l'élimination urinaire d'acide citrique.* Note de M. **Paul Fournier** et Mlle **Yvonne Dupuis**, présentée par M. Robert Courrier.

Lorsque de jeunes Rats ingèrent un composé de structure : lactose, cellobiose, mannose, glucosamine ou inositol, leurs urines renferment beaucoup plus d'acide citrique que celles des animaux qui ne reçoivent que des glucides typiquement énergétiques : amidon, maltose ou saccharose.

Les nombreux corps groupés avec le lactose sous le nom de glucides de structure, puis de composés de structure, améliorent, chez le jeune Rat, l'utilisation du calcium de la ration (1), (2). Pour le lactose, une étude

particulière a montré que l'accroissement de la rétention calcique provoqué par l'administration de ce glucide se traduit non par une augmentation du taux de minéralisation du squelette, mais par la formation d'une plus grande quantité d'os. De plus, l'ingestion de lactose cause une forte augmentation de la teneur de l'urine des animaux en acide citrique ([3]), ([4]). Cet effet avait déjà été observé lors de l'administration de lactose au Porc ([5]).

Nous recherchons présentement si l'accroissement de l'excrétion urinaire d'acide citrique est un effet particulier du lactose ou si cet effet est commun à divers membres du groupe des composés de structure.

Des rats albinos d'environ 50 g sont répartis en huit lots homogènes de six animaux. Ceux du lot I (témoin) reçoivent un régime de composition centésimale suivante : amidon, 81,5; caséine, 4; huile d'arachide, 8; levure, 3; mélange salin, 3; TiO_2, 0,5. La composition du mélange salin a été donnée dans une Note précédente ([6]). Chaque animal reçoit aussi trois gouttes d'huile de foie de morue par semaine. Chacun des régimes des autres lots ne diffère du précédent que par la substitution, à une proportion équivalente d'amidon, d'une proportion définie d'un composé glucidique particulier. La substitution porte sur 12 % de maltose, de saccharose, de lactose ou de cellobiose (lots II, III, IV et V); sur 10 % de mannose (lot VI); sur 6 % de glucosamine ou de méso-inositol (lots VII et VIII).

Ainsi les glucides qui entrent dans la composition des trois premiers lots sont typiquement énergétiques; seuls les régimes des cinq derniers lots renferment des composés de structure.

Dès le 4e jour d'administration des régimes, chaque rat est placé dans un dispositif individuel qui permet de récolter séparément l'urine. Les 5e, 10e, 15e et 20e jours d'expérience, les urines de deux jours consécutifs sont recueillies et l'acide citrique y est dosé par la méthode de H. Weil-Malherbe et A. Bone ([7]).

Les valeurs relatives à l'excrétion urinaire d'acide citrique sont consignées dans le tableau. Pour chacun des lots, la grandeur de cette excrétion, exprimée en milligrammes par jour, fait l'objet de quatre indications successives correspondant aux divers temps de prélèvement. Chacune de ces valeurs est la moyenne arithmétique des excrétions individuelles des rats d'un lot. Sous cette valeur figurent, entre parenthèses, les quantités extrêmes.

L'excrétion urinaire d'acide citrique est nettement la plus faible pour les trois premiers lots d'animaux dont les régimes renferment, comme source glucidique, l'amidon seul (lot I) ou associé au maltose ou au saccharose (lots II et III). L'incorporation d'un composé de structure au régime des animaux provoque toujours une élévation de la teneur des urines

en acide citrique. Cette élévation est notable dans le cas de l'administration de cellobiose (lot V), importante lors de la présence dans le régime de lactose, de mannose ou d'inositol (lots IV, VI et VIII), énorme lorsque le régime comporte de la glucosamine (lot VII), puisque, en fin d'expérience, les animaux qui reçoivent ce composé éliminent, en moyenne, dix fois plus d'acide citrique que ceux du lot témoin. Ainsi l'influence du lactose sur l'excrétion urinaire d'acide citrique s'étend à divers corps que leur pouvoir ostéogène avait permis d'englober dans un groupe de composés de structure. Et des travaux récents ont montré qu'un autre corps doué d'un fort pouvoir ostéogène, la vitamine D, accroît également l'élimination urinaire d'acide citrique ([8]). Notons que l'acide citrique n'est pas le seul métabolite important dont l'excrétion urinaire est augmentée du fait de l'administration des composés de structure : l'acide α-cétoglutarique se comporte de la même façon ([9]).

Influence de la nature de divers composés glucidiques sur la teneur des urines en acide citrique.

Lots.	Régimes.	Élimination journalière d'acide citrique en milligrammes par animal. 5e jour d'expérience.	10e jour d'expérience.	15e jour d'expérience.	20e jour d'expérience.
I.	Amidon	2,1 (1,3-2,7)	2,3 (1,3-3,2)	2,2 (1,2-3,4)	2,7 (1,1-4,1)
II.	Maltose 12 %	2,4 (1,9-3)	2,1 (1,7-2,7)	3,6 (3,3-3,8)	3,1 (1,9-3,8)
III.	Saccharose 12 %	2,3 (1,2-3,1)	2,4 (1,1-3)	2,2 (1,9-2,8)	2,8 (2-3)
IV.	Lactose 12 %	3,1 (2,3-4,8)	5 (2,1-11)	9,4 (4,5-13,4)	13,3 (6-16,4)
V.	Cellobiose 12 %	5,6 (2,7-10,5)	4,9 (2,8-8,4)	6,2 (4-10)	6,5 (3,9-9,8)
VI.	Mannose 10 %	2,8 (1,7-4,2)	5 (3,8-6,5)	10,2 (5,3-17)	11 (4-18,4)
VII.	Glucosamine 6 %	5,2 (4,3-7,9)	9,5 (6,9-16,5)	23,2 (11-30)	26,8 (17-37,3)
VIII.	Inositol 6 %	7 (5,1-9,4)	8,8 (4,4-12,4)	10,6 (9,4 12)	9,4 (5,5 14)

Quelle est la signification de cet accroissement de l'excrétion urinaire d'acide citrique ? Nous ne pourrions à propos de cette question que comparer diverses hypothèses. Mais une différence de composition des urines, une différence dans le développement du squelette, semblent bien indiquer que les animaux ne fonctionnent pas identiquement s'ils reçoivent des glucides énergétiques ou des composés de structure.

(1) P. Fournier, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 718.
(2) P. Fournier, H. Susbielle et Y. Dupuis, *J. Physiol.*, 47, 1955, p. 793.
(3) Y. Dupuis, *Thèse de Doctorat ès sciences*, Paris, mai 1957.
(4) Y. Dupuis, *C. R. Soc. Biol.*, 151, 1957, n° 10 (sous presse).
(5) O. Fürth, H. Minnibeck et E. Edel, *Biochem. Z.*, 269, 1934, p. 379.
(6) P. Fournier, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 304.
(7) *Biochem. J.*, 45, 1949, p. 377.
(8) H. Steenbock et S. A. Bellin, *J. biol. Chem.*, 205, 1953, p. 985.
(9) P. Fournier et A. Digaud, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1221.

(*Laboratoire de Physiologie de la Nutrition du C. N. R. S., Paris.*)

ENDOCRINOLOGIE. — *Survie des blastocystes de Rat en l'absence d'hormones ovariennes.* Note (*) de M. **René Canivenc** et Mlle **Maryse Laffargue**, transmise par M. Robert Courrier.

Lorsqu'on castre une ratte au 4e jour de la grossesse, sans apporter aucune hormone ovarienne dans l'économie, les blastocystes ne meurent pas à la suite de cette opération, et l'on peut, plusieurs jours après, provoquer leur ovo-implantation, par l'administration de progestérone et d'œstradiol, à certaines doses.

Au cours de la grossesse, il y a dans la majorité des espèces, un rapport (phase de vie fixée/phase de vie libre) de l'œuf fécondé, supérieur à 1, c'est-à-dire que la vie libre de l'œuf dans les voies génitales femelles est toujours plus courte que la vie fixée. Cependant on peut voir ce rapport s'inverser chez les espèces présentant des phénomènes de nidations retardées ou de nidations différées. La durée de la phase de vie libre a, dans ces conditions, une ampleur considérable [R. Kehl (1)]. On sait par exemple que chez le Rat, la lactation de nombreux petits entraîne une augmentation plus ou moins importante de la phase de vie libre, et que l'ovo-implantation est ainsi plus tardive que dans les conditions normales [F. Lataste (2), R. Courrier (3), G. Mayer (4)].

On peut également s'opposer à la réalisation d'une ovo-implantation à la date normale, en soumettant des rattes gravides à l'action d'agressions organiques, comme par exemple en brûlant la patte postérieure de l'animal. Cette inhibition de l'ovo-implantation est à tout instant contrôlable et l'administration d'hormones ovariennes à certains taux [R. Canivenc et G. Mayer (5)], permet à l'œuf de se nider au moment voulu.

D'autre part, la castration, lorsqu'elle est pratiquée au 4e jour de la gravidité, s'oppose à la nidation, malgré l'administration de 10 mg par jour de progestérone. Mais les blastocystes ne meurent pas, car l'on peut déclencher leur nidation par l'administration de petites quantités d'œstradiol [R. Canivenc, M. Laffargue et G. Mayer (6)].

Il se pose le problème de savoir, si la survie blastocytaire nécessite un apport progestéronique quelconque ou si elle est possible en l'absence d'hormones, ce qui montrerait une certaine indépendance du blastocyste vis-à-vis du milieu hormonal. Afin d'étudier ce problème, l'expérience suivante a été réalisée : des rattes, dont le premier jour de la grossesse est signé par la découverte du bouchon vaginal, sont castrées le 4e jour et ne reçoivent aucun apport hormonal. Du 14e au 16e jour après l'opération, on administre quotidiennement 10 mg de progestérone et 10 U. I. de folliculine. On suit par la palpation de l'abdomen le moment d'apparition des masses utéroplacentaires indiquant la présence d'œufs implantés. La nidation des œufs a lieu deux à trois jours après le début de l'administration des hormones ovariennes.

Quand on sacrifie l'animal, on voit que le nombre d'insertions utérines est souvent fort réduit (de 1 à 7, avec une moyenne de 3). La répartition intra-utérine des œufs est également souvent troublée et présente, dans certains cas, une grande irrégularité.

Nombre de jours sans hormone.	Nombre d'animaux opérés.	Administration de progestérone (10 mg par jour).	Administration de folliculine (10 U. I. par jour).	Autopsie.	Résultats. +	Résultats. —	Nombre moyen d'insertions.
Du 4e au 10e jour...	35	Du 11e au 16e jour	Du 12e au 16e jour	17e jour	22	13	3
Du 4e au 13e jour...	11	Du 14e au 17e jour	Du 15e au 17e jour	18e »	5	6	5
Du 4e au 20e jour...	3	Du 21e au 24e jour	Du 22e au 24e jour	25e »	0	3	0

Le tableau ci-dessus résume le pourcentage d'animaux présentant des ovo-implantations.

Discussion des résultats. — Si le stade blastocytaire représente bien un stade d'arrêt, comme l'avait montré F. Lataste [2], il semble également qu'il représente un stade d'indépendance relative, puisque dans nos expériences, ces formations résistent à la privation d'hormones ovariennes pendant des temps fort longs. Ces expériences montrent également qu'on peut contrôler à tout moment la durée de la phase de vie libre, puisque par l'administration d'hormones ovariennes on peut provoquer l'ovo-implantation.

Les recherches de G. Corner [7], P. Ancel et P. Vintemberger [8] ont montré chez la Lapine, que la castration provoque constamment la mort des œufs et s'oppose ainsi à la nidation. R. Alden [9], chez le Rat, en effectuant la castration bilatérale, 7 à 20 h après le coït, a observé également l'absence d'ovo-implantation. Cependant cet auteur ne signale pas s'il a effectué la recherche des œufs libres pour affirmer cette observation. Il est

possible que les phénomènes que nous avons observés chez le Rat se rencontrent cependant dans d'autres espèces, puisque L. Lœb ([10]) chez le Cobaye, G. Hamlett ([11]), G. Buchanan, A. Enders et R. Talmage ([12]) chez le Tatou, ont montré que la castration n'influence pas la vie blastocytaire.

(*) Séance du 12 août 1957.
([1]) *Bull. Assoc. Gynéc. et Obstétr.*, 2, 1950, p. 75.
([2]) *C. R. Soc. Biol.*, 43, 1891, p. 21.
([3]) *Endocrinologie de la gestation*, Masson, Paris, 1945
([4]) *C. R. Assoc. Anat.*, 40, 1953, p. 21.
([5]) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1273.
([6]) *C. R. Soc. Biol.*, 150, 1957, p. 2208.
([7]) *Amer. J. Physiol.*, 86, 1928, p. 74.
([8]) *C. R. Soc. Biol.*, 100, 1929, p. 852.
([9]) *J. Exp. Zool.*, 90, 1942, p. 159.
([10]) *Amer. J. Anat.*, 32, 1923, p. 305.
([11]) *Z. Wissensch.*, 141, 1932, p. 143.
([12]) *J. Endocrin.*, 14, 1956, p. 121-128.

BIOLOGIE MARINE. — *Présence des Flagellés marins* Coccolithus *et* Exuviella *dans le plancton de la mer Morte*. Note (*) de M. **Francis Bernard**, présentée par M. Louis Fage.

En surface, l'eau de la mer Morte, prise en mai et septembre 1956, se révèle riche en *Coccolithus* et *Exuviella* de type méditerranéen.

En 1956, des échantillons d'eau littorale de la mer Morte, pris en surface à 11 h du matin, nous furent apportés par deux personnes d'Algérie ayant voyagé en Israël. Examinées au microscope inversé, après sédimentation (méthode usuelle d'Utermöhl), ces eaux continentales sursalées se révélèrent surprenantes par leur richesse en Coccolithophorides et Dinoflagellés.

Le premier flacon, pris par Y. Jourdan le 31 mai 1956, près de la route de Jérusalem, était quatre fois plus riche en cellules diverses que le deuxième flacon, pris par S. Bénéfice au même endroit le 11 septembre 1956. Ce deuxième prélèvement contenait, en plus du premier, beaucoup de *Dunaliella viridis* Teod., Flagellé déjà signalé de la mer Morte dans la thèse de B. Elazari-Volcani (1940) sur les Bactéries de cette mer ([1]).

Les deux prises d'eau montraient des stades de division (amas palmelloïdes brun-orangé) d'un *Coccolithus*, très semblable au *C. fragilis* Lohm. qui est la forme largement dominante à toutes profondeurs en Méditerranée. Mais l'examen des placolithes au microscope électronique sera nécessaire pour affirmer l'identité de ce Calcioflagellé. De même, les nombreux *Exu-*

viella pris en mai paraissent identiques au banal et euryhalin *E. marina* Cienkowsky, pullulant par places au large de la Tripolitaine, mais cette identité superficielle méritera confirmation.

Voici un court tableau, résumé de notre publication à Alger ([2]), comparant les principaux membres du nannoplancton entre diverses eaux :

Nombre de cellules par millilitre.

	Mer Morte			Large de la Tripolitaine, *Calypso*
	31 mai 1956 (surface littoral ouest !)	11 septembre 1956 (surface littoral ouest !)	Alger, surface, à 2 milles des côtes (mai 1950).	(juillet 1955), profondeur 800 m 34°24′N-18°34′E.
Palmellas de *Coccolithus*....	788	3	5	38
Exuviella marina (stades variés)..................	5510	8	0	1654
Flagellés nus divers........	30	1620	896	100
Total des cellules (ml).....	6395	1721	910	1880

On notera la ressemblance entre la première colonne de ce tableau et la dernière. L'eau prise à 800 m par la *Calypso* était cependant trois fois moins riche en *Exuviella* et vingt fois plus pauvre en *Coccolithus* que celle de la mer Morte. Les colonnes 2 et 3 ont aussi des analogies entre elles, mais pour des raisons bien différentes. L'eau marine d'Alger, en mai 1950, était très appauvrie par une crue de l'oued Harrach : comme d'habitude, cette crue réduisait énormément le nombre de palmellas (qui varie entre 50 et 300 dans l'eau non polluée) et faisait abonder, comme Flagellés nus, des Volvocales vertes et des Gymnodiniens. La mer Morte, en septembre 1956, devait être moins fertile à la suite de la terrible insolation estivale, mais gardait quelques-uns des Flagellés de mai, pendant que des *Dunaliella* pullulaient, comme elles le font aussi en plein été à la surface des lacs sursalés du Sahara.

Reste à expliquer comment des Calcioflagellés fragiles, tels que *Coccolithus*, habitent la mer Morte actuelle, d'une salinité considérable (227 à 275 g/l en surface, dont au moins 145 g de sels magnésiens). Je base une interprétation très vraisemblable sur les obligeants renseignements de deux professeurs de Géologie de l'Université de Jérusalem ([3]).

Jusqu'à l'Éocène moyen, la Palestine était recouverte par les eaux méditerranéennes. D'autres communications, moins certaines, ont peut-être existé au Vindobonien (Miocène moyen) et au Pliocène, époques où la mer libre arrivait au moins à 30 km du bord sud de la mer Morte.

Il est donc permis de supposer que l'évaporation de cette mer et sa concentration saline sont relativement récentes (2 à 12 millions d'années), mais assez progressives pour que les *Coccolithus* et *Exuviella* aient pu s'y

adapter. Le caractère euryhalin de ces Flagellés, déjà probable d'après leur distribution vers Alger et Tanger, est amplement confirmé par leur présence ici, parfois plus abondante qu'en Méditerranée (les densités du 31 mai sont quatre fois plus fortes que celles des maxima de surface près de l'Algérie). Et *Coccolithus fragilis* était déjà commun dans les océans au Jurassique.

Donc, si les sels magnésiens interdisent toute vie animale en mer Morte, les êtres végétaux y sont au moins aussi denses que dans les océans. Ils comprennent huit espèces bactériennes, dont deux spéciales, des Diatomées, Myxophycées et Algues vertes benthiques (Volcani, 1940), et enfin, chose plus inattendue, un plancton à Flagellés qui serait vraiment méditerranéen s'il ne s'y ajoutait des *Dunaliella.*

(*) Séance du 4 novembre 1957.

(1) *Thèse de l'Université hébraïque de Jérusalem*, 157 pages, 1940 et *Nature*, 138, 1936, p. 467.

(2) *Bull. Soc. Hist. Nat. Afrique du Nord*, 1957 (sous presse).

(3) M. Avnimelech, *C. R. Séances Soc. Géol. Fr.*, 1937, p. 213; L. Picard, *Neue Jahrb. Min. Beil.*, Bd. 10, Abt. B, 1953; *Bull. Geol. Dept. Hebrew University*, 1943.

RADIOBIOLOGIE. — *Étude des dépôts de fer dans le foie des fœtus de souris, normaux et irradiés.* Note de MM. **Habibollah Izadian** et **Jean-François Duplan**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

L'irradiation du foie fœtal provoque, dans cet organe, une augmentation des dépôts de fer. Cet accroissement est directement proportionnel à la dose de rayons X. L'origine de ce phénomène résiderait, soit dans l'accumulation du fer par suite de l'arrêt de l'érythropoïèse, soit dans une hyperdestruction des hématies adultes.

Dès qu'on examina les organes hémopoïétiques de Mammifères irradiés, on constata un accroissement des dépôts d'hémosidérine dans les macrophages de la moelle osseuse et de la rate, ainsi que dans les cellules de Küpfer du foie. Les granulations ferriques semblent localisées préférentiellement à la rate et à la moelle osseuse et accessoirement seulement au foie qui n'est pas hémopoïétique. Chez le fœtus de souris la situation est différente puisque le foie est, du 13e au 15e jour de la vie intra-utérine, l'unique organe sanguiformateur. En localisant l'irradiation à la seule région hépatique (ce qui entraîne inévitablement l'irradiation de la rate), on pouvait donc espérer atteindre en même temps qu'une faible partie du fœtus, la totalité de ses organes érythropoïétiques. Dans le but d'étudier l'influence de l'irradiation du foie fœtal sur l'importance des dépôts de fer dans cet organe ainsi que dans la rate et la moelle osseuse on a employé le matériel et les méthodes suivantes.

Les souris appartiennent à la lignée pure XVII de l'Institut du Radium. L'âge des fœtus est connu à 7 h près, en plus ou en moins. Les irradiations

ont été pratiquées sur des fœtus âgés de 12, 13 ou 14 jours. La mère étant anesthésiée, on extériorise les cornes utérines et l'on irradie à l'aide d'un localisateur cylindrique, la région hépatique des fœtus qui se reconnaît facilement à sa teinte rosée. Les méthodes de contention et d'irradiation ont été décrites par A. Raymaud et M. Frilley [1]. L'appareil de rayons X est un Machlett à anticathode de tungstène qui fonctionne sous 40 kV et 10 mA, une filtration de 1,1 mm d'aluminium permet d'avoir une C.D.A. de 1,2 cm d'eau; l'irradiation de fœtus de 0,5 à 0,8 mm d'épaisseur est donc sensiblement homogène. Les femelles sont sacrifiées les 15e, 17e, 18e et 19e jours de leur gestation et les fœtus, irradiés ou témoins, sont prélevés dans les cornes utérines. Après fixation par le Zenker-formol et inclusion dans la paraffine, ils sont coupés en série à 7,5 μ d'épaisseur. Plusieurs lames dans lesquelles se trouvent le foie, la rate et la moelle osseuse (os longs, côtes, vertèbres) sont soumises à la réaction du Bleu de Prusse [2] puis surcolorées au carmin aluné. Les résultats que nous avons obtenus sont résumés dans le tableau suivant.

	Age des fœtus		Importance des dépôts de fer (*).		
Dose de rayons X.	à l'irradiation.	au sacrifice.	Dans le foie.	Dans la rate.	Dans la moelle osseuse.
0	12 j 10 h	14 j 16 h	+	0	Pas de moelle osseuse
200 r	»	»	+	0	
300 et 400 r	»	»	+	0	
500 et 600 r	»	»	+++	0	
0	12 j 16 h	16 j 18 h	++	0	0
400 r	»	»	+++	0	0
600 r	»	»	++++	0	0
800 r	»	»	++++++	+	0
0	13 j 9 h	17 j 16 h	+	0	0
200 et 300 r	»	»	++	0	0
400 et 500 r	»	»	+++	0	0
600 r	»	»	++++++	+	0
0	14 j 10 h	17 j 13 h	+	0	0
300 et 500 r	»	»	+++	0	0
600 r	»	»	++++	0	0
0	14 j 10 h	18 j 15 h	+++	0	0
300 et 500 r	»	»	++++++	0	0
700 r	»	»	++++++	++	0

(*) 0 : pas de fer décelable.
+ et ++ : quelques macrophages contenant des granulations de fer isolées.
+++ : nombreux macrophages contenant des granulations de fer isolées.
++++ et ++++++ : très nombreux macrophages contenant des amas de fer.

On voit que l'accumulation du fer se fait électivement dans le foie et que l'importance des dépôts est directement fonction de la dose de rayons X. L'apparition de quelques rares granulations de fer dans la rate ne se produit que pour des doses de rayons X au moins égales à 600 r et

seulement lorsque les macrophages hépatiques sont saturés. On ne trouve pas de fer dans la moelle osseuse, mais elle est, à cette époque, si peu fonctionnelle que cette constatation a une valeur restreinte.

On peut attribuer deux origines à cette accumulation du fer dans le foie fœtal après irradiation. On sait que la mère fournit aux fœtus une très grande quantité de fer (3), on pourrait donc penser que l'accroissement des dépôts est dû au fait que ce fer n'est plus utilisé dans l'érythropoïèse puisque l'irradiation a détruit les cellules souches. Une étude attentive de l'érythropoïèse hépatique après irradiation ne confirme pas cette hypothèse. Il semble en effet que même pour les plus fortes doses que nous avons données, la destruction des cellules érythropoïétiques soit transitoire et peu marquée. Il faut donc penser à une hyperdestruction des hématies. Ici encore, les divers mécanismes qui semblent impliqués chez les adultes, dans la fragilisation des hématies et leur phagocytose, ne peuvent être acceptés sans restriction, que ce soit le passage des hématies dans les voies lymphatiques (4) ou leur fragilisation par un mécanisme humoral dans lequel interviendrait la rate (5).

(1) *Bull. Soc. Zool.*, 75, 1948, p. 186.
(2) L. Lison, *Histochimie et Cytochimie animales*, Gauthier-Villars, Paris. 1953.
(3) P. F. Hahn, E. L. Carothers, W. J. Darby, M. Martin, C. W. Sheppard, R. O. Cannon, A. S. Beam, P. M. Densen, J. C. Peterson et G. S. Mc Clellan, *Amer. J. Obst. Gynec.*, 61, 1951, p. 477.
(4) J. B. Kahn et J. Furth, *Blood*, 7, 1952, p. 404.
(5) O. Lartigue et J. F. Duplan, *Rev. franç. Études clin. et Biol.*, 1, 1956, p. 861.

BACTÉRIOLOGIE. — *Recherches sur une bactérie des argiles de cavernes et des sédiments ferrugineux*. Note (*) de M. Victor Caumartin, présentée par M. Roger Heim.

La vie d'une faune troglobie est liée, dans certaines galeries obscures des cavernes, à la présence d'argiles. Elles ont toujours été considérées comme stériles. Or, des prélèvements recueillis pendant les expéditions spéléologiques auxquelles nous avons pris part, en août 1956 dans le Lot et en avril 1957 dans l'Ariège, nous ont permis de déceler une flore bactérienne.

Nous avons isolé, entre autres, une bactérie de 0,5 μ de largeur et de 1 à 1,5 μ de longueur, parfois arquée mais toujours fortement renflée aux deux extrémités, ce qui lui donne un aspect géminé caractéristique. En milieu liquide, sous le microscope, son grand axe se trouve presque toujours être perpendiculaire au plan d'observation; elle est agitée, sur place, de mouvements rapides au cours desquels elle s'incline légèrement : elle affecte alors l'allure d'un coccus auréolé ou d'une poire. En période de multiplication, elle peut former des figures triples ou bigéminées en

chaîne. Elle est entourée d'une gaine ininterrompue de sesquioxyde de fer hydraté.

Dans son milieu naturel, elle est anaérobie et rigoureusement autotrophe. Elle tire son carbone et son énergie vitale de la décomposition du carbonate de fer, exceptionnellement du carbonate de manganèse, et de l'oxydation des oxydes ferreux et manganeux qui en résultent. Elle fixe l'azote de l'air, abandonnant au milieu, comme déchet du métabolisme, la butanimide.

En milieux synthétiques exclusivement minéraux, d'autres sels ferreux peuvent être substitués, en présence d'anhydride carbonique, aux carbonates, mais ils sont moins bien utilisés. Le baryum, l'excès de chlorure ou de sulfates, le déséquilibre du rapport SO^{4--}/Cl^{-}, les cations précipitants, gênent le développement; en revanche, le sulfate de magnésium, le phosphate bipotassique l'activent. En présence de ce dernier, à la concentration de 1 $^{0}/_{00}$, les peuplements sont denses et les organismes atteignent parfois 4 μ de longueur. Ils sont indifférents au silicate de potassium, au sulfate de zinc, aux sels ferriques. Ils peuvent aussi utiliser les sels ammoniacaux et les nitrates. Ils perdent complètement leur autotrophie lorsque des composés carbonés organiques sont à leur disposition, sans que la forme soit modifiée; les composés carbonés les mieux utilisables sont ceux qui contiennent les groupements $CH^{2}OH$ ou CHOH.

Peu exigeante, adaptée aux milieux minéraux à forte concentration ionique et bien protégée par sa gaine ferrique, cette bactérie offre une très forte résistance aux procédés habituels de stérilisation (autoclave, à 120°, alcool, éther, phénol, acides organiques, acides minéraux à 10 %). La technique que nous employons de coloration brutale de la gaine [1] n'est pas plus efficace; elle nous a même permis d'obtenir des cultures pures.

Une goutte de suspension colorée sert à ensemencer en tube, par dépôt à la surface, une solution de Czapek gélosé. Dans celui-ci apparaissent des strates bleues, nettement séparées, peuplées d'organismes qui, par suite de la multiplication dans un milieu où ils vivent en hétérotrophes, se décolorent progressivement. Au bout de deux semaines la culture atteint, à la température du laboratoire, une profondeur d'environ 5 cm.

Par son métabolisme, cette bactérie s'apparente à la fois aux Chlamydobactériales, en particulier au genre *Gallionella*, dont la forme est voisine, sans pourtant s'organiser en colonies filamenteuses spiralées entourées d'hydrates ferriques issus de la transformation des carbonates de fer, et aux Eubactériales (Azotobactériées) sans cependant être aérobie et saprophyte. Nous n'avons pu, par conséquent, la classer dans l'un ou l'autre de ces groupes. Nous en avons fait, provisoirement, un genre et une espèce à part : *Perabacterium spelei* (nov. gen., nov. sp.) en raison de sa forme en bissac et de son abondance dans les argiles des grottes.

Perabacterium spelei est une des formes vivantes microscopiques qui

créent, dans les argiles des grottes riches en carbonate de fer, le substratum organique indispensable à leur peuplement ultérieur. De nombreux échantillons prélevés dans les grottes de Moulis (Moulis, Ariège), de Sainte-Catherine (Balaguère, Ariège) de Peyort (Cazavet, Ariège), d'Aulot (Saint-Girons, Ariège), de Gouillou (Aspet, Haute-Garonne) en renfermaient abondamment. Les curieuses formations connues sous le nom de « sapins d'argile » (salle d'argile à Moulis) contiennent des colonies très denses de *P. spelei* qui pourraient être à leur origine. Les roches calcaires contenant du carbonate de fer et du carbonate de manganèse en sont également peuplées, ce qui permet de relier biologiquement entre eux des aspects de parois aussi divers que les dépôts de bioxyde de manganèse, le mond-milch et les formations apparentées (dépôts pulvérulents, concrétions pourries). L'analyse chimique des stalactites de Cougnac (Payrignac, Lot) recouvertes de mond-milch révèle la présence, outre le carbonate de calcium, de carbonate de fer, de phosphates, de chlorures, de sulfates et de nitrates en quantité suffisante pour permettre, dans ces milieux humides, l'installation du *P. spelei*, puis d'une florule microscopique qui, par la production de tartrates et de succinates, provoque la désagrégation, sous forme de mond-milch, du substratum.

Nous avons retrouvé *P. spelei*, en dehors des cavernes, dans des sédiments appartenant à des époques géologiques très différentes (craie sénonienne de Picardie, argile plastique sparnacienne de Vaugirard, terre à pipe de la partie supérieure de la basse terrasse quaternaire de Montières, « terra rossa » de Provence, minerais de fer oolithiques, limonite en place) ou sur des substrats comme le carbonate de fer des laboratoires et la rouille. Il semble toujours sur ces milieux responsable de la formation de Fe_2O_3.

Il apparaît que trois conditions suffisent pour qu'une roche contienne *Perabacterium spelei* : présence de sels ferreux (de préférence carbonate), humidité, porosité suffisante pour permettre la circulation de l'eau et des bactéries. La température ne doit intervenir qu'exceptionnellement comme un facteur limitant; les grottes où la température est souvent comprise entre 10 et 15° constituent un milieu idéal de développement. Il ne peut être question, bien entendu, dans ces divers cas, de bactéries fossiles.

(*) Séance du 4 novembre 1957.

(1) Un prélèvement d'argile est soumis à l'action d'un réactif contenant, pour 100 ml, 84 ml d'alcool absolu, 8 ml d'acide sulfurique et 8 ml d'acide nitrique concentrés dans le but de démasquer le fer. Ce traitement offre, en outre, l'avantage de décarbonater les argiles et de détruire les enrobages qui pourraient gêner les observations. Au bout d'une demi-heure le liquide est éliminé par ébullition jusqu'à siccité. Le résidu, après pulvérisation, est traité par une solution à 3 % de ferrocyanure de potassium. La gaine des bactéries, qui sont encore vivantes, se colore intensément en bleu.

(*Institut de Botanique de la Faculté des Sciences, Lille.*)

La séance est levée à 14 h 50 m. R. C.